



Fys-3921  
Masteroppgave i  
kommunikasjon og mikroelektronikk

---

Monostatisk antennearray for UWB radar

Rolf Andersen

Juni, 2009

Det Matematisk-Naturvitenskapelige Fakultet  
Institutt for fysikk og teknologi  
Universitetet i Tromsø



Fys-3921  
Masteroppgave i  
kommunikasjon og mikroelektronikk

Monostatisk antennearray for UWB radar

Rolf Andersen

Juni, 2009



## Sammendrag

Ultrabredbåndet (ultrawideband - UWB) radar brukt til deteksjon av brystkreft viser oppløftende resultater på grunn av dens gode romlige oppløsning og dype penetreringsdybde. Bakgrunnen for å bruke UWB-radar til dette formålet er kontrasten mellom de dielektriske egenskapene til friskt brystvev og en kreftsvulst. Noe som vil føre til relativt mye reflektert energi fra kreftsvulsten. En av utfordringene med UWB-radar brukt til deteksjon av brystkreft er å få transmittert mest mulig av signalenergien inn i brystet og fram til en eventuell kreftsvulst. For å øke dette signal-til-støyforholdet er det foreslått å bruke aktiv stråleforming for å fokusere signalenergi i bestemte posisjoner. Dette er tidligere utprøvd i numeriske simuleringer med oppløftende resultater. I denne oppgaven gjøres det eksperimentelle forsøk for å undersøke om aktiv stråleforming, over så korte avstander, vil øke signal-til-støyforholdet også i praksis.

Det etableres et eksperimentelt oppsett til bruk av UWB-radar. Det brukes et antenne-array med fire antenner, og som brystvevphantom brukes det soyaolje. For å generere signal brukes det en nettverksanalysator som sender ut en syntetisk UWB-puls. Denne nettverksanalysatoren brukes også til å måle det elektriske feltet ved hjelp av en probe. For å sikre et mest mulig korrekt bilde av det elektriske feltet, karakteriserer vi proben for å kunne kompensere for dens påvirkning på måleresultatene. Soyaoljen karakteriseres også, dette for å kunne utføre stråleforming korrekt. For å studere effekten av aktiv stråleforming måles strålingsdiagrammet til antenne-arrayet for fokusering i ulike posisjoner. Det utføres også numeriske simuleringer av modeller som er mest mulig lik de eksperimentelle oppsettene, det gjør at vi kan sammenligne resultatene fra de to tilfellene direkte.

Resultatene av de eksperimentelle forsøkene viste at aktiv stråleforming øker energien og dermed signal-til-støyforholdet, i fokuspunktene, betraktelig. Nøyaktigheten til oppnådd fokuspunkt i forhold til ønsket var også god. Det samme ble oppnådd for de numeriske simuleringene, og overenstemmelsen mellom strålingsdiagrammene oppnådd ved eksperimentelle målinger og numeriske simuleringer var god.



## Forord

Arbeidet med denne oppgaven har vært en spennende og lærerik prosess.

Jeg vil først og fremst takke Yngve Birkelund som har vært til stor hjelp og gitt god veiledning. Stor takk også til Svein Jacobsen for å ha bidratt med sin kunnskap og kommet med gode råd.

Ønsker å takke familie og venner for å ha vært til stor støtte i en krevende og utfordrende tid.

Takk også til Karl Magnus Fossan som har hjulpet til med praktiske problemer, og takk til studiekamerater gjennom fem trivelige år.

Rolf Andersen  
Tromsø, juni 2009





# Innhold

Sammendrag . . . . .	5
Forord . . . . .	7
Introduksjon . . . . .	11
<b>1 Teori</b>	<b>17</b>
1.1 Transmisjonslinjeteori . . . . .	17
1.1.1 Bølgepropagering . . . . .	17
1.1.2 N-ports nettverk og spredningsmatrisen . . . . .	26
1.2 Antenneteori . . . . .	27
1.2.1 Strålingsdiagram . . . . .	28
1.3 Ultrabredbåndet system . . . . .	31
1.4 Stråleforming . . . . .	31
1.5 Simuleringsmetode . . . . .	33
1.5.1 Endelig integral metode . . . . .	33
1.5.2 Løsere . . . . .	36
<b>2 Metode</b>	<b>37</b>
2.1 Bakgrunn for forsøk . . . . .	37
2.1.1 Karakterisering av medie og probe . . . . .	37
2.1.2 Karakterisering av antenne . . . . .	38
2.1.3 Endimensjonal stråleforming . . . . .	38
2.1.4 Todimensjonal stråleforming . . . . .	38
2.2 Eksperimentell metode . . . . .	38
2.2.1 Generelt . . . . .	38
2.2.2 Karakterisering av medium og probe . . . . .	45
2.2.3 Karakterisering av antenne . . . . .	46
2.2.4 Endimensjonal stråleforming . . . . .	50
2.2.5 Todimensjonal stråleforming . . . . .	51
2.3 Numerisk metode . . . . .	54
2.3.1 Generelt . . . . .	54
2.3.2 Karakterisering av medium og probe . . . . .	55
2.3.3 Karakterisering av antenne . . . . .	56

2.3.4	Endimensjonal stråleforming . . . . .	57
2.3.5	Todimensjonal stråleforming . . . . .	57
<b>3</b>	<b>Resultat</b>	<b>59</b>
3.1	Karakterisering av medium og probe . . . . .	59
3.2	Karakterisering av antenne . . . . .	63
3.3	Endimensjonal stråleforming . . . . .	67
3.4	Todimensjonal stråleforming . . . . .	71
<b>4</b>	<b>Diskusjon</b>	<b>79</b>
4.1	Karakterisering av medium og probe . . . . .	79
4.2	Karakterisering av antenne . . . . .	80
4.3	Endimensjonal stråleforming . . . . .	80
4.4	Todimensjonal stråleforming . . . . .	81
<b>5</b>	<b>Konklusjon</b>	<b>83</b>

## Introduksjon

Organene i kroppen består av ulike typer celler. Når celler skades eller dør vil det dannes nye celler som erstatter disse. Nye celler dannes ved at en celle dobler sitt arvestoff (DNA) og deler seg i to. Normale celler i kroppen vokser, deler seg og dør på en måte som gjør at organene hele tiden er friske. Dersom disse nye cellene har en skade på sitt DNA vil de ikke fungere som de skal, og hvis ikke kroppen klarer å reparere denne skaden er det dannet kreftceller [1, 2]. Disse kreftcellene fortsetter å vokse og dele seg på en ukontrollert måte. Dermed dannes det nye kreftceller og vi får en opphopning av disse. Denne opphopningen danner en kreftsvulst. De konkrete årsakene til denne skaden på DNA'et vet man, for de fleste kreftvariantene, lite om. Det refereres i stedet til ulike forhold som gir økt risiko for utvikling av kreft. Når det gjelder brystkreft har en funnet ut at sentrale risikofaktorer er arv, hormonelle- og sosioøkonomiske forhold, høyde og vekt [1].

En kreftsvulst vokser vanligvis raskt og kan etterhvert spre seg til andre steder i kroppen gjennom blodbane eller lymfe. Det er derfor vanlig å dele kreft inn i stadier avhengig av hvor langt sykdommen har utviklet seg. For brystkreft er det laveste stadiet når kreften er begrenset til brystkjertelen og er mindre enn 5 cm, mens i det siste stadiet har kreften spredt seg til andre organer [2].

Etter hjerte- og karsykdommer er kreft den vanligste dødsårsaken i Norge [2]. For kvinner er brystkreft den kreftsykdommen som flest rammes av, hver 12. norske kvinne utvikler brystkreft. I Norge er det hvert år 2500 kvinner som får diagnosen brystkreft [3]. Når det gjelder overlevelse er det avgjørende at det blir stilt en tidlig diagnose. I de tilfellene hvor brystkreften oppdages først når den har utviklet seg til det siste stadium vil minimum 10 % fortsatt være i live etter 5 år. Hvis diagnosen derimot stilles når kreften er i det tidligste stadium vil minimum 90% fortsatt være i live etter 5 år [4].

Som statistikken viser er det viktig med tidlig diagnostisering av brystkreft. Behandling i en tidlig fase av kreftutviklingen, når svulsten er minst mulig, vil kunne sikre lang overlevelsestid og god livskvalitet for pasienten. Dette gjør at det stilles høye krav til metoder for diagnostisering.

Den viktigste metoden som i dag brukes for deteksjon av brystkreft er mammografi [5, 6, 7, 8, 9]. Mammografi er en avbildningsteknikk som bruker røntgenstråling til deteksjon av kreftsvulst. I Norge er det slik at alle kvinner mellom 50 og 69 år innkalles til mammografiundersøkelse, dette for å

oppdage en eventuell svulst før pasienten merker symptomer [10]. Mammografi beskrives i dag som den mest effektive metoden for tidlig deteksjon av brystkreft [12]. Studier viser at mammografiscreening reduserer dødeligheten av brystkreft [7, 8], og ved jevnlig undersøkelse vil dødeligheten reduseres ytterligere [9, 12]. Til tross for dette er ikke mammografi en feilfri metode. Ved noen krefttilfeller vil ikke resultatene fra mammografi vise tilstedeværelsen av en svulst, falskt negativt resultat. Undersøkelser viser at mellom 4 og 34 % av alle brystkrefttilfeller ikke blir oppdaget ved mammografi [5]. Metoden gir også mange falske positive resultat [6]. Undersøkelser viser at i nesten 70 % av tilfellene hvor mammografi detekterer en svulst viser det seg at den er godartet [6]. I forbindelse med mammografi er det, for å oppdage svulster, viktig med et perfekt bilde av brystet. For å oppnå dette er det avgjørende at posisjonering og kompresjon av brystet blir gjort riktig [12].

På grunn av feilraten i forbindelse med mammografi er det vanlig å utføre ultralydundersøkelser som et komplement. Ultralyd kan oppdage svulster som mammografiundersøkelsene har oversett, dette gjelder spesielt for kvinner med tett brystvev [12, 13, 14]. Ultralyd kan også skille mellom godartede og ondartede svulster. En stor ulempe med ultralydabbildning er derimot at den er veldig avhengig av personen som utfører undersøkelsen. Det er blant annet viktig at transduseren ikke trykkes for hardt mot brystet, og at rett forsterkning av lyden brukes [12].

Magnetisk resonans (MR) avbildning er en annen metode som kan brukes til å undersøke pasienter med tett brystvev, og hvor mammografi og ultralyd gir uklare resultater [15, 16, 17]. MR har en deteksjonsrate, for en svulst på 1-2 cm, på 77 % og gir falskt positivt svar for 27 % av tilfellene den brukes [18]. Noe som betyr at metoden ofte gir positivt svar, også i tilfeller hvor det ikke er kreft. En stor ulempe med MR er kostnadene som er knyttet til en undersøkelse, noe som gjør at den ikke er veldig utbredt. [12, 18].

Nødvendigheten for en metode som har høy deteksjonsrate samtidig som falske positive svar er få, spesielt i tilfeller hvor pasienten har tett brystvev, gjør at det i dag forskes på nye måter for å oppdage kreftsvulster [25]. Det forskes på flere mikrobølge avbildningsteknikker som kan komplementere mammografiundersøkelsene: Aktiv radar [19, 20, 21, 22, 23, 24], passiv radiometri [32, 33] og kombinasjoner av disse [26, 27]. Den fysiske bakgrunnen for bruk av mikrobølger til slike medisinske formål er at det for frekvensområdet 0.5 - 20 GHz vil være stor kontrast mellom de dielektriske egenskapene i friskt brystvev og en kreftsvulst. Denne kontrasten er estimert til minst å være 2:1 i [28]. Kontrasten kan derimot variere med frekvens og vevstyper

[29]. Siden cellene i godartede svulster ligner normale celler [2] vil også de dielektriske egenskapene være like, og dermed heller ingen kontrast.

Det er i [24] foreslått en metode for mikrobølgeavbildning via rom-tid stråleforming for deteksjon av brystkreft. Antenner i et antennearray transmitterer enkeltvis en laveffekts ultrabredbåndet (ultrawideband - UWB) puls inn i brystet og registrerer det reflekterte signalet. Det brukes frekvenser mellom 1 og 11 GHz for å oppnå best mulig forhold mellom god romlig oppløsning (høye frekvenser) og lang penetreringsdybde (lave frekvenser). Passiv stråleforming brukes i post-prosesseringen til å romlig fokusere det reflekterte signalet for å skille mellom refleksjoner fra en kreftsvulst og refleksjoner som oppstår på grunn av at brystvevet er heterogent. Ved å vise reflektert signalenergi som funksjon av romlige koordinater vil man i posisjonen hvor kreftsvulsten er plassert registrere relativt mye energi, og man har dermed lokalisert kreftsvulsten. Fordeler med UWB-radar til bruk for deteksjon av brystkreft er at den kan skille mellom godartede og ondartede svulster, det er også en kostnadseffektiv metode og den er helt ufarlig på grunn av den lave effekten.

En av utfordringene med å bruke UWB-radar til deteksjon av brystkreft i praksis er i tilfeller med et monostatisk antenne-array at en må kunne motta signal uten at det blir dirkte påvirket av signalet som sendes ut. En annen viktig utfordring er å få transmittert mest mulig energi inn i brystet og fram til en eventuell kreftsvulst. For at en bølge skal kunne propagere fra luft inn i brystet må den først trenge gjennom hudvevet, i denne overgangen vil det reflekteres mye energi. Denne refleksjonen kan reduseres ved å bruke et koblingsmedium mellom antenne og bryst. Det vil også oppstå mange små refleksjoner inne i brystet siden brystvev er et heterogent medium. Disse faktorene vil gjøre at lite energi når frem til kreftsvulsten og dermed vil enda mindre energi reflekteres og nå ut til antennen igjen.

I en tidligere mastergradsoppgave som er gjennomført ved institutt for fysikk og teknologi ved Universitetet i Tromsø [30] introduseres stråleforming også på utsendt signal, en teknikk som kalles aktiv stråleforming. Dette er en teknikk som fra før er kjent innenfor vanlig radar [34], men som ikke tidligere har vært brukt innenfor medisinsk UWB-radar. Det er i [30] utført numeriske simuleringer som har vist at stråleforming ved bruk av aktiv stråleforming i tillegg til stråleforming på mottatt signal gjør at signal-til-støyforholdet øker betraktelig i forhold til stråleforming kun på mottatt signal. Ved å utføre aktiv stråleforming ble det lokalisert svulster som det ved stråleforming kun på mottatt signal ikke var mulig å lokalisere. Det ble, ved å bruke aktiv

stråleforming, oppnådd korrekt lokalisering av en svulst på 2mm og signal-til-støyforholdet ble målt til å være omtrent 4 dB. For samme situasjon med stråleforming kun på mottatt signal ble ikke svulsten oppdaget. Dette viser at aktiv stråleforming er en lovende teknikk for å forbedre deteksjonsraten innenfor UWB-radar brukt til deteksjon av brystkreft.

Det er i denne oppgaven utført forsøk for å verifisere effekten av aktiv stråleforming eksperimentelt. For å utføre romlig fokusering av signalenergi ved hjelp av aktiv stråleforming, tidsforsinkes signalene fra de enkelte antennene i forhold til hverandre. For at vi skal kunne beregne disse tidsforsinkelsene korrekt er vi avhengig av permittiviteten til mediet som signalene propagerer i. En av utfordringene med å utføre aktiv stråleforming eksperimentelt vil derfor være usikkerheter knyttet til måleoppsettet, spesielt gjelder dette de dielektriske egenskapene til mediet som blir brukt. Siden denne vil være ukjent er det viktig å få målt den mest mulig nøyaktig for å kunne utføre den aktive stråleformingen korrekt. I numeriske simuleringer vil de dielektriske egenskapene være definert av brukeren, dermed vil også tidsforsinkelsene bli helt korrekte. Andre usikkerheter kan oppstå i forbindelse med plassering av antenner i forhold til hverandre og at forsinkelseslinjene (stråleformerer) har korrekte lengder i forhold til tidsforsinkelse. I et eksperimentelt oppsett vil det også kunne oppstå mer refleksjoner mellom antennen og brystvevsfantomet, enn i numeriske modeller hvor antennen ligger plant med brystvevsfantomet. Dette kan føre til at mindre energi blir transmittert inn i mediet. En eksperimentell undersøkelse av aktiv stråleforming vil vise hvor robust metoden er i forhold til den ideelle situasjonen som er i en numerisk modell.

For å kunne sammenligne de eksperimentelle resultatene direkte med numeriske simuleringer er det generert og modelert nye numeriske modeller hvor det er prøvd å gjengi det eksperimentelle oppsettet på en best mulig måte. For å kunne sammenligne det elektriske feltet som beregnes i simuleringene med de eksperimentelle målingene, som beregner  $S$ -parametrene ved hjelp av en probe tilkoblet en nettverksanalysator, er det utført undersøkelser for å karakterisere proben. Resultatene fra disse undersøkelsene er brukt til å fjerne påvirkningen fra proben på målingene. Dermed vil vi også i de eksperimentelle målingene få et mer korrekt bilde av den elektriske feltfordelingen, og kan sammenligne med numeriske resultat direkte.

Mediet som er brukt som brystvevsfantom er soyaolje. I motsetning til brystvev er soyaolje et homogent medium, noe som vil gi langt mindre tap av signalenergi gjennom mediet. Soyaolje er derimot kjent for å ha ganske

like dielektriske egenskaper som fettvev med høyt vanninnhold. Det vil være naturlig å utprøve en ny teknikk på et medium som ikke gir så mye tap av signalenergi før en eventuelt utvider undersøkelsene til medier som er heterogene og gir mer tap.

Oppgaven er delt inn i fire kapitler. I kapittel 1 tar vi opp og gjennomgår teori som er relevant for forsøkene som er utført. I kapittel 2 beskriver vi metodene som er brukt både for eksperimentelle målinger og numeriske modeller. I kapittel 3 presenteres og i kapittel 4 diskuteres resultatene som er utarbeidet. I kapittel 5 trekker vi en konklusjon. Forsøkene som er utført er delt inn i fire: karakterisering av medium og probe, karakterisering av antenne, endimensjonal stråleforming og todimensjonal stråleforming. Kapittel 2, 3 og 4 er delt inn i delkapitler hvor vi beskriver metoder, presenterer resultat og diskuterer hvert av disse forsøkene for eksperimentelt og numerisk oppsett.





# Kapittel 1

## Teori

### 1.1 Transmisjonslinjeteori

Forskjellen mellom transmisjonslinjeteori og kretsteori er at i kretsteori er den fysiske størrelsen på nettverket mye mindre enn den elektriske bølgelengden. I transmisjonslinjeteori er det motsatt. Her er nettverkets fysiske størrelse større enn bølgelengden, dvs. at nettverket kan være flere bølgelengder langt. Dermed er spenning og strøm funksjoner av lengden, og de kan variere både i magnitude og fase [35].

#### 1.1.1 Bølgepropagering

Transmisjonslinjer er ofte representert skjematisk ved to ledningslinjer, som vist i figur 1.1 (a). Denne infinitesimale lengden  $\Delta z$  med transmisjonslinje kan representeres som en forenklet krets, som vist i figur 1.1 (b). Serieresistansen  $R$  representerer resistansen som kommer av begrenset ledningsevne, serieinduktansen  $L$  representerer total selvinduktans til de to lederne, parallellkapasitansen  $C$  kommer av at lederne er så nær hverandre og parallellkonduktansen  $G$  representerer dielektrisk tap i materialet mellom lederne, alle størrelsene her er oppgitt per lengdeenhet.

Ved å bruke Kirchhoffs spennings- og strømlov på kretsen i figur 1.1 (b), dividere på  $\Delta z$  og ta grensen  $\Delta z \rightarrow 0$ , får vi [35]:

$$\frac{\partial v(z, t)}{\partial z} = -Ri(z, t) - L \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = -Gv(z, t) - C \frac{\partial v(z, t)}{\partial t} \quad (1.2)$$

Dette er tidsdomeneformen av transmisjonslinje-likningene, eller telegrafist-likningene. Hvis vi ser på et tilfelle med sinusoidal likevektsløsning og avfasorer, kan disse likningene løses ut for spenning og strøm [35]:

$$\frac{\partial^2 V(z)}{\partial z^2} - \gamma^2 V(z) = 0 \quad (1.3)$$

$$\frac{\partial^2 I(z)}{\partial z^2} - \gamma^2 I(z) = 0, \quad (1.4)$$

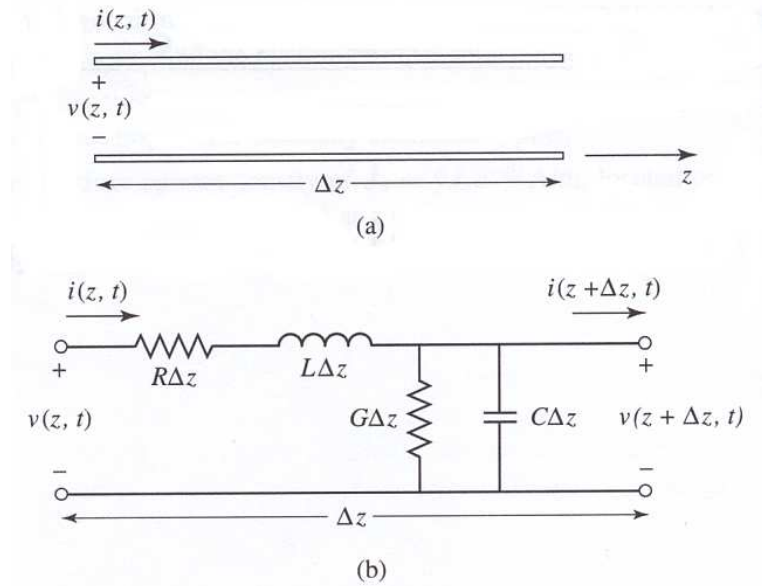
der

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} \quad (1.5)$$

er kompleks propageringskonstant. Løser vi disse bølge-likningene får vi følgende funksjoner for spenning og strøm langs linja:

$$V(z) = V_0^+ e^{-\gamma z} + V_0^- e^{\gamma z} \quad (1.6)$$

$$I(z) = I_0^+ e^{-\gamma z} + I_0^- e^{\gamma z}, \quad (1.7)$$



Figur 1.1: Transmisjonslinje, (a) skjematisk representasjon, (b) ekvivalent krets, [35].

der  $e^{-\gamma z}$  representerer bølgepropagering i  $+z$  retning og  $e^{\gamma z}$  representerer bølgepropagering i  $-z$  retning. Hvis vi definerer den karakteristiske impedansen  $Z_0$  som:

$$Z_0 = \frac{R + j\omega L}{\gamma} = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \quad (1.8)$$

har vi følgende sammenheng mellom spenning og strøm på linja:

$$\frac{V_0^+}{I_0^+} = Z_0 = \frac{-V_0^-}{I_0^-} \quad (1.9)$$

Dermed kan vi skrive (1.7) som:

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} e^{-\gamma z} - \frac{V_0^-}{Z_0} e^{\gamma z} \quad (1.10)$$

Hittil har vi sett på det generelle tilfellet av en transmisjonslinje der tap var inkludert, men i praksis er tapseffekter ofte så små at de er neglisjerbare. Tapet er i fig. 1.1 representert ved  $R$  og  $G$ , setter vi disse lik 0 i likning (1.5) får vi følgende propageringskonstant:

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\beta, \quad (1.11)$$

der  $\beta = \omega\sqrt{LC}$ . Vi kan da skrive funksjonene for spenning og strøm langs transmisjonslinja som:

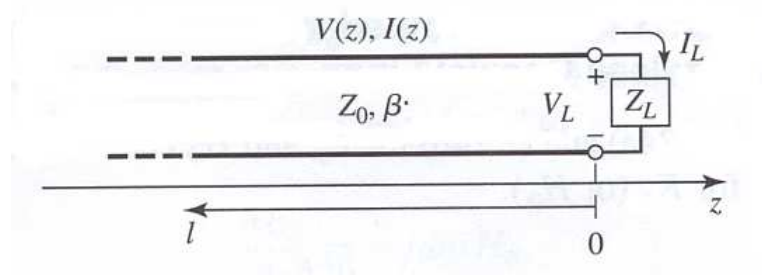
$$V(z) = V_0^+ e^{-j\beta z} + V_0^- e^{j\beta z} \quad (1.12)$$

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} e^{-j\beta z} - \frac{V_0^-}{Z_0} e^{j\beta z} \quad (1.13)$$

Vi får også at den karakteristiske impedansen fra (1.8) reduseres til:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (1.14)$$

Hvis vi ser på en transmisjonslinje som er terminert med en tilfeldig last  $Z_L$  vil vi få refleksjon. La oss se på transmisjonslinja i figur 1.2. Der har vi en innkommende bølge på formen  $V_0^+ e^{-j\beta z}$ , denne er generert av en kilde plassert i  $z < 0$ . Vi har sett at forholdet mellom spenning og strøm til en slik bølge kalles karakteristisk impedans, men nå har vi at impedansen i  $z = 0$  er  $Z_L$ . Dermed vil vi få en reflektert bølge med en amplitude slik at dette



Figur 1.2: Transmisjonslinje som er terminert i en tilfeldig last, [35].

tilfredstilles. Vi har fra (1.12) og (1.13) at spenning og strøm langs linja kan skrives som:

$$V(z) = V_0^+ e^{-j\beta z} + V_0^- e^{j\beta z} \quad (1.15)$$

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} e^{-\beta z} - \frac{V_0^-}{Z_0} e^{\beta z} \quad (1.16)$$

I  $z = 0$  har vi at forholdet mellom spenning og strøm skal være lik lastimpedansen,  $Z_L$ , dermed får vi:

$$Z_L = \frac{V(0)}{I(0)} = \frac{V_0^+ + V_0^-}{V_0^+ - V_0^-} Z_0 \quad (1.17)$$

Dette gir at amplituden til den reflekterte bølgen,  $V_0^-$ , er:

$$V_0^- = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} V_0^+ \quad (1.18)$$

Forholdet mellom amplituden til reflektert og innkommende bølge er definert som spenningsrefleksjonskoeffisienten,  $\Gamma$ :

$$\Gamma = \frac{V_0^-}{V_0^+} = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (1.19)$$

Vi kan nå uttrykke funksjonene for spenning og strøm langs linja med refleksjonskoeffisienten:

$$V(z) = V_0^+ [e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}] \quad (1.20)$$

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} [e^{-\beta z} - \Gamma e^{\beta z}] \quad (1.21)$$

Vi ser fra likning (1.19) at hvis  $\Gamma = 0$  har vi ingen refleksjon, for å oppnå dette må vi ha at lastimpedansen er lik linjens karakteristiske impedans,  $Z_L = Z_0$ . Når dette er oppfylt sier vi at lasten er tilpasset til transmisjonslinjen.

Effekten, midlet over tid:

$$P_{av} = \frac{1}{2} \text{Re}[V(z)I^*(z)] = \frac{1}{2} \frac{|V_0^+|^2}{Z_0} (1 - |\Gamma|^2) \quad (1.22)$$

er konstant langs hele linjen. Vi ser at total effekt levert til lasten er innkommende effekt minus reflektert effekt. Når vi har en impedanstilpasset last, det vil si ingen refleksjon ( $\Gamma = 0$ ), vil vi ha maksimal effektutnyttelse, all effekten vil leveres til lasten. Mens når vi har fullstendig refleksjon ( $|\Gamma| = 1$ ) vil ingen effekt leveres til lasten. Her er det antatt at generatoren er impedanstilpasset, slik at vi ikke får multiple refleksjoner.

Når vi er i området mellom disse ytterpunktene,  $0 < |\Gamma| < 1$ , vil noe av effekten leveres til lasten, mens noe blir reflektert. Dette tapet kalles for returtap (return loss - RL), og er definert som:

$$RL = -20 \log |\Gamma| \text{ dB} \quad (1.23)$$

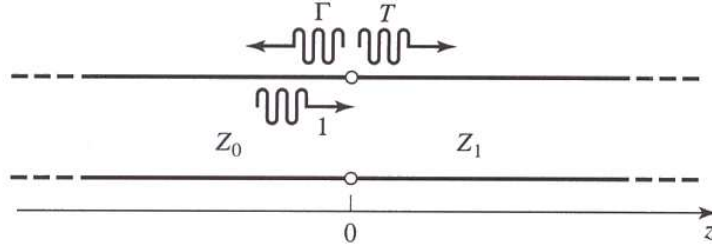
Det betyr at for en impedanstilpasset last,  $\Gamma = 0$  (ingen refleksjon), vil  $RL = \infty$  dB og for  $|\Gamma| = 1$  (fullstendig refleksjon) vil  $RL = 0$  dB.

Hvis lasten er impedanstilpasset transmisjonslinjen,  $\Gamma = 0$ , ser vi fra likning (1.20) at magnituden til spenningen,  $|V(z)| = |V_0^+|$ , er konstant. Hvis derimot lasten ikke er impedanstilpasset vil vi få refleksjoner som fører til stående bølger med varierende spenningsmagnitudo. Vi definerer da ståendebølgeforhold (standing wave ratio - SWR) som [35]:

$$SWR = \frac{V_{max}}{V_{min}} = \frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|} \quad (1.24)$$

Dette brukes som et mål på mistilpassning mellom last og linje siden SWR er proporsjonal med  $|\Gamma|$ . Vi ser fra definisjonen at  $1 \leq SWR \leq \infty$ , der  $SWR = 1$  betyr at lasten er tilpasset linjen.

$Z_L$  kan for eksempel være en antenne. For at mest mulig effekt skal overføres fra transmisjonslinjen til antennen, og fra den videre ut i luft eller et annet medium, er det viktig at antennen er impedanstilpasset til transmisjonslinjen. På grunn av at  $Z_L$  varierer med frekvens er det umulig å opprette en perfekt impedanstilpassning, spesielt over et bredt frekvensband. Vi vil derfor



Figur 1.3: Refleksjon og transmisjon i overgangen mellom to transmisjonslinjer med forskjellig karakteristisk impedans, [35].

få refleksjoner fra antennen tilbake til transmisjonslinjen. En refleksjonskoeffisient  $|\Gamma| < -10$  dB tilsvarer en god impedanstilpasning, og det er et mål for antenner å ha en refleksjonskoeffisient som oppfyller dette over hele frekvensbåndet som antennen skal operere.

Vi har sett at når lasten ikke er impedanstilpasset vil spenningen variere langs transmisjonslinjen, dermed vil også impedansen som vi ser inn på linjen variere med posisjon. I en avstand  $l = -z$  fra lasten vil inngangsimpedansen som vi ser mot lasten være gitt ved:

$$Z_{in} = \frac{V(-l)}{I(-l)} = Z_0 \frac{Z_L + jZ_0 \tan(\beta l)}{Z_0 + jZ_L \tan(\beta l)}. \quad (1.25)$$

Dette kan brukes til å lage en kvartbølgetransformator. Denne impedanstilpasser transmisjonslinje og en tilfeldig last, med henholdsvis reell karakteristisk impedans  $Z_0$  og reell resistans  $R_L$ . Det gjøres ved å sette en ekstra transmisjonslinje, som er et oddemultiple av en kvart bølgelengde lang, mellom den linjen og lasten som skal tilpasses. Denne ekstra linjen må ha en karakteristisk impedans  $Z_1 = \sqrt{Z_0 R_L}$ .

La oss nå bytte ut lasten  $Z_L$  i figur 1.2 med en transmisjonslinje med karakteristisk impedans  $Z_1$ , som vist i figur 1.3. Hvis denne nye lastlinjen er uendelig lang eller termineres i sin egen karakteristiske impedans slik at det ikke er noen refleksjoner i enden av denne, vil inngangsimpedansen sett fra den første transmisjonslinjen være  $Z_1$ . Dermed er refleksjonskoeffisienten  $\Gamma$ :

$$\Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} \quad (1.26)$$

Men siden  $0 < Z_1 < \infty$  vil  $|\Gamma| < 1$ , og den innkommende bølgen vil ikke bli totalreflektert. En del av bølgen vil bli overført til lastlinjen og ha spen-

ningsamplitude gitt ved transmisjonskoeffisienten  $T$ .

Fra 1.20 har vi at spenningen for  $z < 0$  er

$$V(z) = V_0^+[e^{-j\beta z} + \Gamma e^{j\beta z}], \quad z < 0 \quad (1.27)$$

der  $V_0^+$  er amplituden til den innkommende bølgen. Den overførte bølgen, for  $z > 0$ , propagerer kun mot høyre og er gitt ved

$$V(z) = V_0^+ T e^{j\beta z}, \quad z > 0 \quad (1.28)$$

Ved å løse disse likningene for  $z = 0$  får vi transmisjonskoeffisienten  $T$ :

$$T = 1 + \Gamma = 1 + \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0} = \frac{2Z_1}{Z_1 + Z_0} \quad (1.29)$$

Transmisjonskoeffisienten mellom to punkter i en krets er ofte uttrykt i dB som innsetningstap (insertion loss - IL)

$$IL = -20 \log |T| \text{ dB} \quad (1.30)$$

Hvis ikke lastlinjen er uendelig lang eller terminert i sin egen karakteristiske impedans, vil den transmitterte bølgen reflekteres i enden av denne. Den reflekterte bølgen vil da propagere tilbake mot overgangen mellom linjene og reflekteres enda en gang, samtidig vil noe av bølgen overføres til den første transmisjonslinjen. Dette vil foregå et uendelig antall ganger og den totale refleksjonskoeffisienten i overgangen mellom de to linjene vil nå være en sum av alle bølgene som kommer tilbake til den første linjen. Det er disse refleksjonene en kvartbølgetransformator utnytter for å tilpasse en transmisjonslinje til en tilfeldig last.

For at en elektromagnetisk bølge skal kunne propagere er den avhengig av å ha et medium å propagere i. Hvordan dette mediet påvirker bølgepropageringen er avhengig av de dielektriske egenskapene til mediet. For å kunne studere bølgepropageringen er det derfor viktig å kjenne til disse dielektriske egenskapene. Permittivitet er en slik egenskap, den beskriver hvordan et elektrisk felt påvirker og blir påvirket av et dielektrisk medium. Permittiviteten bestemmes av hvor godt et medium polariseres under påvirkning av et elektrisk felt, og på den måte reduserer det totale elektriske feltet i mediet. Dermed er permittiviteten et mål på hvor godt et medium overfører et elektrisk felt. Generelt er permittiviteten en kompleks størrelse og avhenger av frekvens:

$$\epsilon(f) = \epsilon'(f) - j\epsilon''(f) \quad (1.31)$$

Hvis vi dividerer ligning 1.31 med permittiviteten til vakuum  $\epsilon_0$  får vi relativ kompleks permittivitet:

$$\epsilon_r(f) = \epsilon'_r(f) - j\epsilon''_r(f), \quad (1.32)$$

der realdelen  $\epsilon'_r(f)$  er den dielektriske konstanten og representerer lagret energi i et medium som utsettes for et elektrisk felt. Imaginærdelen  $\epsilon''_r(f)$  er den dielektriske tapsfaktoren som er et mål på energiabsorbering og tap. Den kan skrives som:

$$\epsilon''_r(f) = \frac{\sigma}{2\pi f\epsilon_0}, \quad (1.33)$$

der  $\sigma$  er konduktiviteten til mediet.

En annen viktig dielektrisk parameter er tapstangenten som er forholdet mellom imaginærdelen og realdelen til den komplekse permittiviteten:

$$\tan \delta = \frac{\epsilon''(f)}{\epsilon'(f)} \quad (1.34)$$

Mikrobølgematerialer er ofte karakterisert ved å oppgi realdelen til den komplekse permittiviteten og tapstangenten ved en bestemt frekvens. Det finnes flere modeller for å teoretisk beregne den komplekse permittiviteten til et medium over et frekvensband, for eksempel Debye-modellen:

$$\epsilon_r(f) = \epsilon_\infty + \frac{\epsilon_s - \epsilon_\infty}{1 + (j\omega\tau)^{1-\alpha}}, \quad (1.35)$$

der parametrene  $\epsilon_s$ ,  $\epsilon_\infty$ ,  $\tau$  og  $\alpha$  kan finnes i litteraturen for forskjellige materialer.

Mens permittiviteten er relatert til det elektriske feltet er permeabiliteten relatert til det magnetiske feltet. Permeabiliteten er graden av magnetisering av et material som reagerer lineært til et tilført magnetisk felt. Permeabiliteten er også kompleks og avhengig av frekvens:

$$\mu(f) = \mu'(f) - j\mu''(f) \quad (1.36)$$

Ved å dividere 1.36 med permeabiliteten for vakuum  $\mu_0$  får vi relativ kompleks permeabilitet:

$$\mu_r(f) = \mu'_r(f) - j\mu''_r(f), \quad (1.37)$$

hvor realdelen representerer lagret energi og imaginærdelen representerer tap av energi. På samme måten som for permittivitet er tapstangenten gitt ved:

$$\tan \delta = \frac{\mu''(f)}{\mu'(f)}, \quad (1.38)$$



som er et mål på hvor mye energi som er tapt i forhold til hvor mye som er lagret i materialet.

Fasehastigheten til en propagerende bølge i et dielektrisk medium er gitt som:

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu' \epsilon'}} = \frac{1}{\sqrt{\mu'_0 \mu'_r \epsilon'_0 \epsilon'_r}}, \quad (1.39)$$

men i vakuum har vi at

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu'_0 \epsilon'_0}} = c = 2.998 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (1.40)$$

Dermed har vi at fasehastigheten i et dielektrisk medium er:

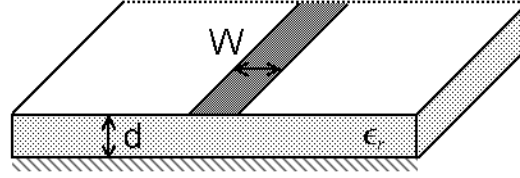
$$v_p = \frac{c}{\sqrt{\mu'_r \epsilon'_r}} \quad (1.41)$$

Hvis en elektromagnetisk bølge propagerer fra et medium til et annet vil det oppstå refleksjoner på grunn av ulik karakteristisk impedans (ref. ligning 1.26). Det er denne effekten som kan benyttes til å oppdage en tumor i friskt brystvev. Kontrasten i permittivitet mellom en tumor og friskt brystvev vil gjøre at mye energi blir reflektert. Man kan da, ved å måle reflektert energi, lokalisere en tumor.

Det finnes flere typer transmisjonslinjer og bølgeledere, for eksempel rektangulær og sirkulær bølgeleder, coaxialkabler, striplinje og mikrostrip. Mikrostrip er en flat transmisjonslinje som er mye brukt på grunn av enkel produksjon og at den er lett å integrere med andre passive og aktive mikrobølgekomponenter. Figur 1.4 viser en skisse av en mikrostriplinje. Vi ser at den består av en elektrisk leder med bredde  $W$  på et tynt jordet dielektrisk substrat med tykkelse  $d$  og permittivitet  $\epsilon_r$ .

På grunn av at den elektriske lederen er omgitt av både det dielektriske substratet og luft gjør at analysen av mikrostriplinjer er vanskelig. Siden substratet i de fleste praktiske tilfeller er elektrisk veldig tynt ( $d \ll \lambda$ ) gjør at vi kan finne en tilnærmet løsning på blant annet den karakteristiske impedansen fra statiske eller kvasistatiske løsninger. Siden noen av mikrostriplinjens feltlinjer vil være i luft, mens andre vil være i substratet trenger vi å finne en effektiv relativ permittivitet  $\epsilon_e$ . Denne kan sees på som permittiviteten til et homogent medium som erstatter substratet og lufta som omgir mikrostriplinja. En tilnærmet løsning til denne er gitt ved:

$$\epsilon_e = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12d/W}} \quad (1.42)$$



Figur 1.4: Illustrasjon av mikrostrip transmisjonslinje.

Ved hjelp av den beregnede effektive permittiviteten og dimensjonene til mikrostriplinja kan den karakteristiske impedansen beregnes ved:

$$Z_0 = \begin{cases} \frac{60}{\sqrt{\epsilon_e}} \ln \left( \frac{8d}{W} + \frac{W}{4d} \right) & \text{for } W/d \leq 1 \\ \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_e} [W/d + 1.393 + 0.667 \ln(W/d + 1.444)]} & \text{for } W/d \geq 1 \end{cases} \quad (1.43)$$

### 1.1.2 N-ports nettverk og spredningsmatrisen

Hvis vi ser på et N-ports mikrobølgenettverk som vist i figur 1.5, der de N portene kan være hvilken som helst transmisjonslinje eller transmisjonslinjeekvivalent med en enkel propagerende mode. I et bestemt punkt på hver port er det definert et referanseplan, der er også spenning og strøm for innkommende ( $V_n^+, I_n^+$ ) og reflektert ( $V_n^-, I_n^-$ ) bølge definert. Disse planene angir en referanse for fasen til spennings- og strømfasorene. Hvis vi setter  $z = 0$  i disse planene får vi følgende (fra likn. (1.12) og (1.13)) for spenning og strøm i det n-te referanseplanet:

$$V_n = V_n^+ + V_n^- \quad (1.44)$$

$$I_n = I_n^+ - I_n^- \quad (1.45)$$

Spredningsmatrisen  $[S]$  er da definert som en relasjon mellom spenningsamplituden til innkommende og reflektert bølge:

$$[V^-] = [S][V^+], \quad (1.46)$$

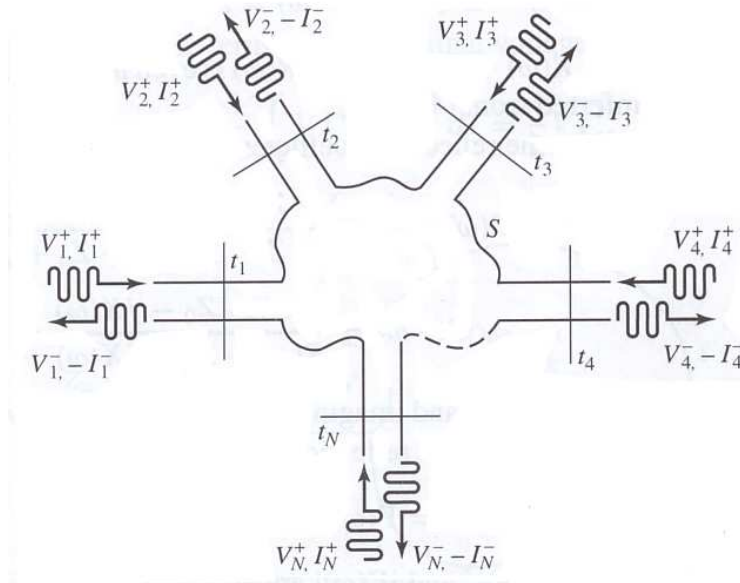
der elementene i  $[S]$  er definert som:

$$S_{ij} = \left. \frac{V_i^-}{V_j^+} \right|_{V_k^+ = 0 \text{ for } k \neq j} \quad (1.47)$$

Det vil si at  $S_{ij}$  er funnet ved å sette en innkommende bølge med spenning  $V_j^+$  på port  $j$  og måle transmittert bølgeamplitude  $V_i^-$  som kommer ut på port  $i$ . Alle andre porter enn  $j$  termineres i impedanstilpassede laster for å unngå refleksjoner. Da er  $S_{ij}$  transmisjonskoeffisienten fra port  $i$  til  $j$  og  $S_{ii}$  refleksjonskoeffisienten sett inn på port  $i$ .

## 1.2 Antenneteori

Poenget med en antenne er at den skal være bindeleddet mellom en elektromagnetisk bølge som propagerer langs en transmisjonslinje og i luft eller et annet medium. Hvis antennen konverterer en bølge langs en transmisjonslinje til en radiert bølge i luft har vi en senderantenne, og hvis konverteringen går motsatt vei har vi en mottakerantenne. Det vil si at antenner er toveis operasjonelle, de kan brukes til både å sende og motta signaler. For at en bølge skal radieres må det være en tidsvarierende strøm eller en akselerasjon av ladning. For å skape akselerasjon av ladninger må transmisjonslinjen være



Figur 1.5: N-ports mikrobølgenettverk, [35].

bøyd, ikke-kontinuerlig eller terminert [39], dette er egenskaper en antenne er nødt til å ha for å kunne transmittere et elektromagnetisk felt. Selv om alle antenner følger dette grunnleggende prinsippet finnes det flere ulike typer av antenner. Ledningsantenne bestående av en enkelt ledning i ulike oppstillinger, aperturantenner, mikrostripantenner som består av en metallplate, i forskjellige former, på et jordet substrat og refleksjonsantenner som for eksempel parabolantennen.

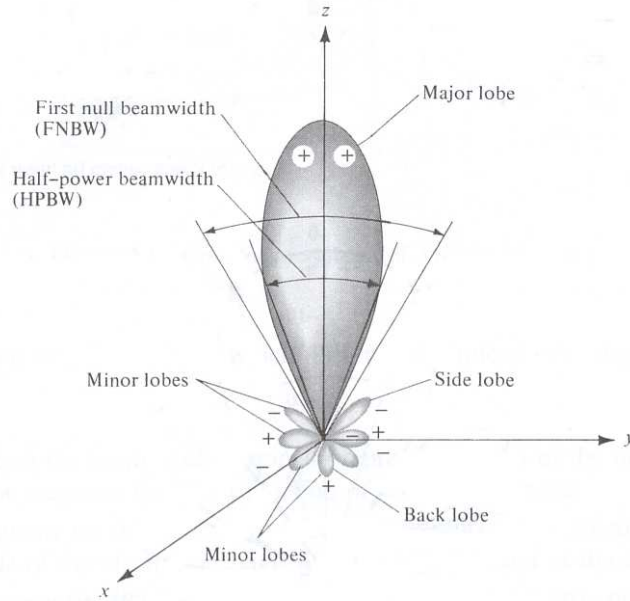
Vi skal videre se på noen parametre som karakteriserer egenskapene til en antenne.

### 1.2.1 Strålingsdiagram

Et strålingsdiagram er en grafisk framstilling av strålingsegenskapene til en antenne som funksjon av romlige koordinater. En strålingsegenskap som er av stor interesse er den romlige fordelingen av radiert energi. Strålingsdiagrammer kan vises på flere måter; feltdiagram fremstiller magnituden til det elektriske eller magnetiske feltet og effektdiagram fremstiller magnituden til det elektriske eller magnetiske feltet kvadrert. I områder med lave verdier vil det ofte være små variasjoner og disse vil komme bedre fram på en logaritmisk (dB) skala. For å uttrykke effekt i dB brukes formelen  $10 \log_{10} P_{21}$ , der  $P_{21}$  er effektforholdet, mellom port 2 og port 1, beregnet fra den målte  $S_{21}$ -parameteren.

Et strålingsdiagram kan bestå av flere lober, en lobe er en del av strålingsmønsteret som er omgitt av områder med relativt lav strålingsintensitet. Den største loben, hovedloben, er den som inneholder området rundt retningen til maksimal strålingseffekt. Vi har også flere mindre lober, der f.eks. side-lobene er de som dekker området nærmest hovedloben. Et eksempel på slike strålingslobes er vist i figur 1.6.

En isotropisk antenne er en tapsfri antenne med samme stråling i alle retninger. Dette er en ideel antenne som ikke er mulig å lage i virkeligheten, men den brukes ofte som referanse for å uttrykke retningsegenskaper til virkelige antenner. En retningsbestemt antenne er en antenne som utstråler eller mottar elektromagnetiske bølger bedre i noen retninger enn andre.



Figur 1.6: Strålingsdiagram med flere lober, [39].

### Strålingsegenskaper til en antenne

Strålingsintensitet ( $U$ ) i en bestemt retning er definert som effekten utsendt av antennen per enhet romvinkel og er uttrykt som:

$$U = r^2 W_{rad}, \quad (1.48)$$

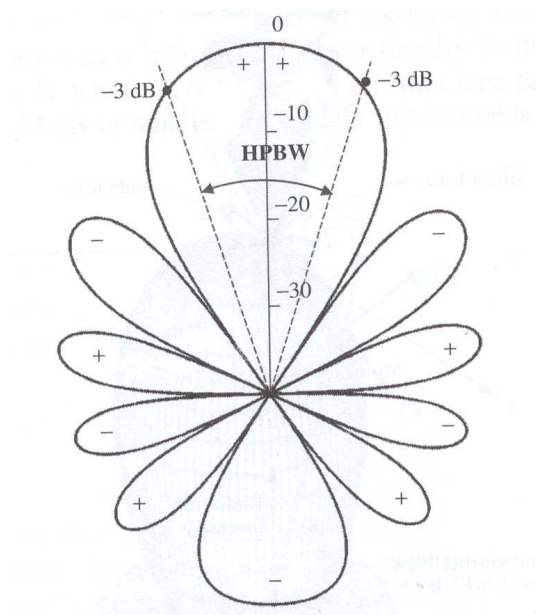
der  $r$  er avstanden og  $W_{rad}$  er strålingstettheten. Totalt utsendt effekt ( $P_{rad}$ ) kan da finnes ved å integrere strålingsintensiteten over hele kuleflaten som inneslutter antennen. Strålingsintensiteten til en isotropisk antenne vil være den samme i alle retninger og er gitt ved:

$$U_0 = \frac{P_{rad}}{4\pi} \quad (1.49)$$

Direktiviteten ( $D$ ) til en antenne er definert som forholdet mellom strålingsintensiteten i en bestemt retning og strålingsintensiteten midlet over alle retninger. Strålingsintensiteten midlet over alle retninger vil være det samme som total effekt utsendt av antennen dividert med  $4\pi$ , dette er det samme som strålingsintensiteten til en isotropisk antenne. Dermed vil direktiviteten til en isotropisk antenne være 1.

$$D = \frac{U}{U_0} = \frac{4\pi U}{P_{rad}} \quad (1.50)$$

Strålebredde er et mål på hvor godt antennen fokuserer effekten til den utsendte strålen. Den er definert som vinkelen mellom to punkter, med samme verdi, på hver sin side av punktet med høyest effekt. Den strålebredden som er mest vanlig å referere til er halveffektstrålebredden som er vinkelen mellom to punkter som har halvparten av maksimaleffekten. I et logaritmisk strålingsdiagram vil disse punktene være på et nivå 3 dB lavere enn punktet som har mest effekt (se figur 1.7). Hvis strålebredden er vid vil effekten være fordelt over et større område, mens en smal strålebredde vil ha effekten konsentrert over et lite område.



Figur 1.7: Effektdiagram (i dB) som viser halveffektstrålebredden (markert med HPBW), [39].

Effisiens til en antenne er et mål på tap som oppstår i forbindelse med overføringen av effekt, det kan også sees på som hvor god antennen er til å overføre effekten. Vi vil for eksempel ha refleksjoner på inngangen på grunn av mistilpassning mellom transmisjonslinje og antenne. Det gjør at ikke all effekt blir levert til lasten, eller mediet i dette tilfellet, og vi får derfor tap av effekt. Strålingseffisiens er et mål på tap som oppstår i selve antennen.

Båndbredden til en antenne er det frekvensområdet som antennen kan operere innenfor, samtidig som dens karakteristiske egenskaper holder seg innenfor akseptable verdier sammenlignet med senterfrekvensen i dette om-

rådet. Siden ulike egenskaper varierer forskjellig med frekvens er det ingen unik båndbredde. Det er derfor vanlig å dele båndbredden opp i to, impedansbåndbredde og diagrambåndbredde. Impedansbåndbredden er relatert til impedanstilpasning ( $|\Gamma| < -10$  dB) og strålingseffisiens, mens diagrambåndbredden er relatert til egenskaper som strålebredde, stråleretning og sidelobenivå. Dette betyr at en antenne som skal operere over et bredt frekvensbånd må tilfredstille mange momenter.

## 1.3 Ultrabredbåndet system

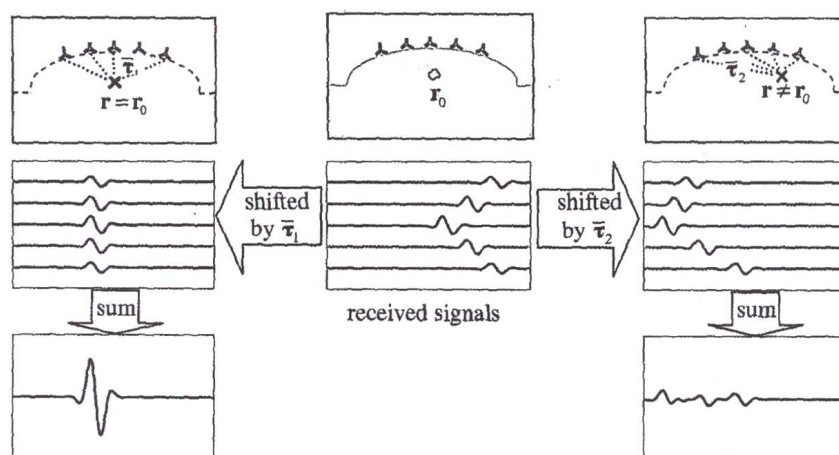
Et ultrabredbåndet system er ideelt når faktorer som lav effekt, lav kostnad, høy datarate, presis bestemmelse av posisjon og ekstrem lav interferens er viktige [37]. I motsetning til å sende på enkeltfrekvenser som er vanlig i tradisjonell smalbåndet trådløs transmisjonsteknologi, skiller UWB seg ut ved å sende signaler over et veldig bredt frekvensband. Det gjør at UWB-pulsene i tidsdomenet er veldig korte og har lavt energiinnhold. Det brede frekvensbandet og den lave sendereffekten gjør at UWB-signaler kan sammenlignes med støy. For at et signal skal betegnes som ultrabredbåndet må det ha en båndbredde på 500 MHz eller mer [38]. De lave frekvensene er nyttig på grunn av at penetreringsdybden er dypere for lave frekvenser, og de høye frekvensene gjør at den romlige oppløsningen blir god. Dette er viktige egenskaper til en radar for deteksjon av brystkreft.

På grunn av det brede frekvensbåndet stilles det høye krav til en ultrabredbåndet antenne. Antennen som brukes i dette prosjektet har vist gode resultater ved at den er godt impedanstilpasset over et frekvensband på 2-11 GHz, dette er antennens impedansbåndbredde [40].

## 1.4 Stråleforming

Stråleforming er en teknikk for retningsbestemt transmisjon eller mottak av signaler. En enkel form for stråleformer er tidsskift-og-summer stråleformer. Ved å tidsskifte signaler fra antennene i et antenne-array kan man sørge for at signalene når fram til et bestemt punkt samtidig, fokuspunktet, og dermed adderes koherent i dette punktet. Hvis man sender signal fra alle antennene samtidig kan stråleforming gjøres som en post-prosessering av mottatt data, passiv stråleforming. Da er det et tenkt fokuspunkt som oppstår.

I figur 1.8 ser vi et eksempel på et antennearray med fem antenner og en



Figur 1.8: Eksempel på passiv stråleforming [31].

kreftsvulst plassert i  $r_0$ . I bildet i midten mottar de forskjellige antenene den reflekterte pulsen til ulike tider. I bildet til venstre er signalene tidsskiftet slik at fokuspunktet blir i  $r_0$ , og antennene mottar den reflekterte pulsen samtidig. Bidragene summeres koherent og vi får en tydelig puls. I bildet til høyre er tidsskiftingen slik at fokuspunktet ligger utenfor  $r_0$ . Dermed mottas den reflekterte pulsen til forskjellig tid, og summeringen er inkoherent og gir ingen tydelig puls.

Hvis man utfører stråleforming på utsendt signal, aktiv stråleforming, vil signalene adderes koherent i fokuspunktet. Vi vil da få et lokalt maksimum av signalenergi her. Dette vil gjøre at en eventuell refleksjon fra en kreftsvulst vil være mye mer tydelig enn om vi sender på alle antennene samtidig for så å bruke passiv stråleforming. I aktiv stråleforming kan man også justere signalmagnituden fra hver antenne slik at alle antennene bidrar likt i fokuspunktet, dette vil gjøre refleksjonene enda tydeligere. Selv om man bruker aktiv stråleforming på utsendt signal trenger man å bruke passiv stråleforming på det mottatte refleksjonssignalet, dette fordi antennene vil motta refleksjonene til forskjellige tider.

Ved å gjøre systematiske tidsskiftinger av signalene i antenne-arrayet kan man fokusere gjennom hele området som skal undersøkes. Ved å måle refleksjonene fra disse fokuspunktene kan en lage et kart over reflektert energi. Dette kartet vil gi informasjon om det eksisterer en kreftsvulst, og i så tilfelle, hvor den er plassert. Dette er prinsippet til en radar, oppdage og lokalisere



objekter. Innenfor tradisjonell radar er det vanlig å bruke både aktiv og passiv stråleforming for å kartlegge et område, mens det for UWB-radar brukt til deteksjon av brystkreft kun har vært brukt passiv stråleforming. Sindre Brelum har imidlertid i sin mastergradsoppgave utforsket aktiv stråleforming brukt til dette formål, og gjennom sine numeriske simuleringer fant Brelum at denne metoden ga gode resultater [30].

## 1.5 Simuleringsmetode

Simuleringene som er gjort i denne oppgaven er utført ved hjelp av simuleringsprogrammet CST STUDIO SUITE<sup>TM</sup> med det innebygde CST MICROWAVE STUDIO®. Dette er en elektromagnetisk simulator basert på den numeriske metoden *Endelig integral metode* (*Finite Integration Technique* - *FIT*), som vi skal se nærmere på.

### 1.5.1 Endelig integral metode

Endelig integral metode ble lansert av Weiland i 1976/1977 [41]. Denne numeriske metoden muliggjør at en universell romlig diskretisering kan brukes for å løse ulike elektromagnetiske problem, alt fra statiske feltberegninger til høyfrekvente applikasjoner i tid- eller frekvensdomenet. I stedet for å diskretisere differensialformen til Maxwell sine ligninger, som mange andre numeriske metoder gjør, diskretiserer FIT følgende integralform av Maxwell sine ligninger [42]:

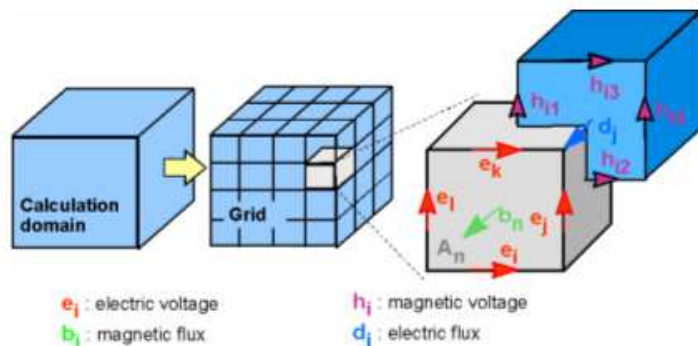
$$\oint_{\partial A} \vec{E} \cdot d\vec{s} = - \int_A \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{A} \quad (1.51)$$

$$\oint_{\partial A} \vec{H} \cdot d\vec{s} = \int_A \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \right) \cdot d\vec{A} \quad (1.52)$$

$$\oint_{\partial V} \vec{D} \cdot d\vec{A} = \int_V \rho dV \quad (1.53)$$

$$\oint_{\partial V} \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (1.54)$$

For å løse disse ligningene numerisk må man definere et kalkulasjonsområde som omslutter applikasjonen som studeres. Dette området deles videre opp i et gridsystem bestående av mange små kuber eller celler. Programmet vil i tillegg til dette primære gridsystemet sette opp et sekundært gridsystem som er ortogonalt til det primære (som vist i figur 1.9). Vi ser også av

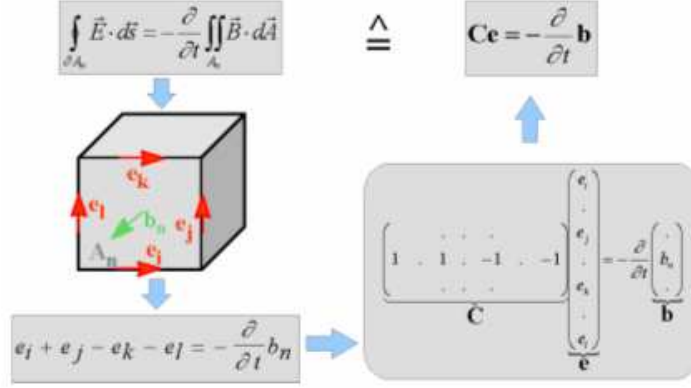


Figur 1.9: Skisse av gridsystemet med gridspenninger og flux.

figur 1.9 at de elektriske gridspenningene  $\mathbf{e}$  og de magnetiske fluxene  $\mathbf{b}$  er på det primære gridsystemet, mens de dielektriske fluxene  $\mathbf{d}$  og de magnetiske gridspenningene  $\mathbf{h}$  er på det sekundære gridsystemet.

Nå kan Maxwell sine ligninger formuleres for hver enkelt cellevegg. Vi ser først på den første ligningen. Det lukkede integralet på ligningens venstre side kan skrives som en sum av fire gridspenninger. Ved å bruke Faraday sin induksjonslov vil den tidsderiverte av den magnetiske fluxen representere høyresiden av ligningen [43]. Ved å repetere denne prosedyren for alle celleveggene kan vi på matriseform skrive  $\mathbf{C}\mathbf{e} = -\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{b}$ , der  $\mathbf{C}$  er en diskret ekvivalent til den analytiske krøll (curl) operatoren (som vist i figur 1.10).

Ved å bruke Ampère sin lov samt å introdusere en tilsvarende diskret krølloperator for det sekundære gridsystemet,  $\tilde{\mathbf{C}}$ , kan prosedyren overføres til det sekundære gridsystemet og den diskrete formuleringen av Maxwell sin andre ligning. På samme måte kan de to siste ligningene diskretiseres ved å innføre de diskrete divergensoperatorene  $\mathbf{S}$  og  $\tilde{\mathbf{S}}$ . Dermed får vi følgende diskret formulering av Maxwell sine ligninger:



Figur 1.10: Skjematisk framstilling av utformingen av den første diskrete Maxwell-ligningen.

$$\mathbf{C}\mathbf{e} = -\frac{d}{dt}\mathbf{b} \quad (1.55)$$

$$\tilde{\mathbf{C}}\mathbf{h} = \frac{d}{dt}\mathbf{d} + \mathbf{j} \quad (1.56)$$

$$\tilde{\mathbf{S}}\mathbf{d} = \mathbf{q} \quad (1.57)$$

$$\mathbf{S}\mathbf{b} = \mathbf{0} \quad (1.58)$$

Det er så langt i beregningene ikke introdusert noen form for feil på grunn av diskretiseringen. En interessant egenskap til FIT er at viktige egenskaper til de kontinuerlige gradient, krøll og divergens operatorene fortsatt er bevart i det diskrete rommet:

$$\mathbf{S}\mathbf{C} = \tilde{\mathbf{S}}\tilde{\mathbf{C}} = \mathbf{0} \iff \text{div rot} \equiv 0 \quad (1.59)$$

$$\mathbf{C}\tilde{\mathbf{S}}^T = \tilde{\mathbf{C}}\mathbf{S}^T = \mathbf{0} \iff \text{rot grad} \equiv 0 \quad (1.60)$$

På grunn av at cellene kan strekke seg over flere typer materialer vil vi få numeriske unøyaktigheter. Definisjonene av forholdet mellom spenninger og flux vil være avhengig av midlede materialparametre i tillegg til den romlige oppløsningen av griden:

$$\begin{array}{ll}
\vec{D} = \epsilon \vec{E} & \mathbf{d} = \mathbf{M}_\epsilon \mathbf{e} \\
\vec{B} = \mu \vec{H} & \Rightarrow \mathbf{b} = \mathbf{M}_\mu \mathbf{h} \\
\vec{J} = \sigma \vec{E} + \vec{J}_S & \mathbf{j} = \mathbf{M}_\sigma \mathbf{e} + \mathbf{j}_S
\end{array}$$

Da har vi alle matriseligningene som er nødvendig for å løse elektromagnetiske feltproblemer i det diskrete gridrommet.

### 1.5.2 Løsere

Når det gjelder høyfrekvente elektromagnetiske feltproblemer har CST MICROWAVE STUDIO® tre forskjellige typer løsere tilgjengelig: transient, frekvensdomene og egenmode løser [42].

**Transient løser** er den mest generelle og kan løse et bredt spekter av elektromagnetiske feltproblemer. Den tillater simulering av oppførselen til en struktur over et bredt frekvensspekter i én enkel kompilasjon. Derfor er dette en effektiv løser for de fleste høyfrekvenste applikasjoner som for eksempel tilkoblinger, transmisjonslinjer, filtre og antenner.

**Frekvensdomeneløser** kan brukes for å simulere problemer som er elektrisk små eller mellomstor, eller for smalbåndete strukturer. Denne løseren løser, som navnet tilsier, problemet i frekvensdomenet. Den deler opp frekvensområdet i et antall sampler og løser problemet for én frekvens av gangen.

**Egenmode løser** brukes til å beregne resonansfrekvenser og de tilhørende elektromagnetiske feltmønstrene (egenmodene) for strukturer uten åpne grenser.

# Kapittel 2

## Metode

Alle forsøkene i denne oppgaven utføres både eksperimentelt og numerisk. Det er forsøkt å gjøre de numeriske simuleringene så like de praktiske eksperimentene som mulig, dette for å kunne sammenligne resultatene direkte. I dette kapitlet forklares bakgrunnen for målingene som utføres, og det beskrives utstyr, oppsett og modeller som er brukt. Framgangsmåte og utførelse av målingene som er gjort beskrives både for eksperimentelle og numeriske oppsett.

### 2.1 Bakgrunn for forsøk

#### 2.1.1 Karakterisering av medie og probe

For å kunne studere antenners strålingsegenskaper i et medium, er det viktig å kjenne til mediets dielektriske egenskaper. Vi er interessert i å finne permittiviteten til mediet da denne brukes i beregningen av hastigheten, som igjen brukes til å finne propageringstid og -avstander til en bølge. Disse parametrene er viktig når vi senere blant annet skal stråleforme signal. For å måle det elektriske feltet som antennen transmitterer ut i mediet brukes det en probe. Denne proben vil selvsagt påvirke måleresultatene, dette er uønsket påvirkning. Det gjøres derfor målinger og modelleringer for å finne probens påvirkning slik at vi i post-prosesseringen av måledataene kan kompensere for denne effekten, og dermed oppnå mest mulig “korrekte” målinger av det elektriske feltet. Det lages en numerisk modell av proben for å kunne bruke denne til å registrere  $S_{21}$ -parameteren. Dette gjør vi i stedet for å bruke en ideell probe som registrerer det elektriske feltet. På denne måten kan resultatene fra de numeriske simuleringene sammenlignes direkte med de eksperimentelle.

### 2.1.2 Karakterisering av antenne

Vi undersøker hvordan signalet som utstråles av antennen endrer seg etterhvert som det propagerer utover i mediet. Vi måler også signalet i en halvsirkel rundt antennen for å studere hvor retningsbestemt eller direktiv antennen er. I begge disse tilfellene er det tidssignalet som studeres, men det gjøres også målinger av et helt plan der vi får fram strålingsdiagrammet til antennen. Dette viser fordelingen av radiert energi som funksjon av romlige koordinater. Vi ønsker altså svar på hvor mye signalenergi som radieres fra én antenne gjennom mediet og hvor direktivt antennen radierer.

### 2.1.3 Endimensjonal stråleforming

Her undersøkes hvordan signalenergien i mediet endrer seg når det sendes ut signal ved hjelp av to antenner. Vi undersøker også hva som skjer når signalet fra den ene antennen tidsforsinkes i forhold til signalet på den andre. Målet med disse forsøkene er å vise at uten tidsforsinkelse vil det oppstå et lokalt maksimum av signalenergi midt mellom antennene, mens når det ene signalet tidsforsinkes vil dette lokale maksimum flyttes. På denne måten kan vi fokusere signalenergien i forskjellige posisjoner.

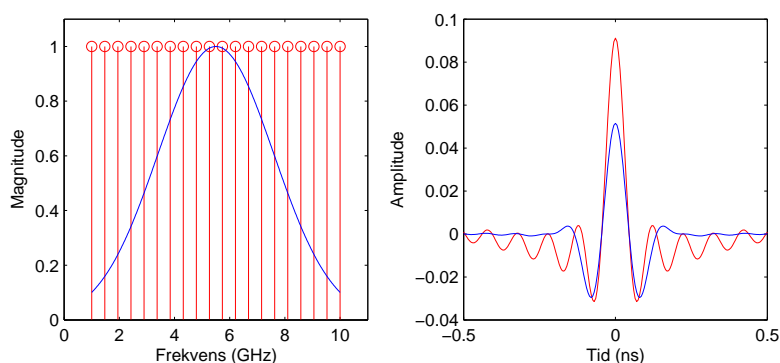
### 2.1.4 Todimensjonal stråleforming

For å studere effekten av stråleforming i to dimensjoner gjør vi her målinger og simuleringer med fire antenner som sender signal. Vi tidsforsinker signalene slik at vi fokuserer signalenergi i ulike posisjoner. Det er brukt tre posisjoner hvor den ene er uten tidsforsinkelse. Vi studerer strålingsdiagrammet til antennearrayet, og har som mål å vise at det oppstår lokale maksima av signalenergi i de posisjonene hvor vi fokuserer signal.

## 2.2 Eksperimentell metode

### 2.2.1 Generelt

Målingene i denne oppgaven er utført ved hjelp av en nettverksanalysator av typen Hewlett Packard 8719D Network Analyzer. Denne dekker frekvensene fra 50 MHz til 13.5 GHz, hvor frekvensområdet som er interessant for denne oppgaven er fra 1 til 10 GHz. I stedet for å sende en tidspuls, deler nettverksanalysatoren frekvensområdet opp i et antall enkeltfrekvenser og sender disse hver for seg. På denne måten samples frekvensområdet som undersøkes med et antall frekvenspunkter. For hver frekvens måler nettverksanalysatoren



Figur 2.1: Utsendt signal i frekvens og tidsdomenet

magnitude og fase til  $S$ -parametrene, det betyr at alle målingene blir gjort i frekvensdomenet i stedet for tidsdomenet. Når alle frekvensene er sendt og målt kan vi ved hjelp av en invers Fouriertransformalgoritme generere en syntetisk UWB-tidspuls fra frekvensdataene. Det er i denne oppgaven brukt 401 frekvenspunkter mellom 1 og 10 GHz. Det er også midlet over et antall målinger for hver frekvens. Det er brukt en midlingsfaktor på 8 i målingene hvor det ikke er opplyst noe annet. Frekvensdataene importeres til Matlab for post-prosessering. I de tilfellene hvor vi studerer tidssignalet er det i post-prosesseringen gjort nullinnfylling av frekvensdatasettet før den inverse Fouriertransformen utføres. Grunnen til dette er at vi øker maksimalfrekvensen i datasettet og når vi da tar invers Fouriertransform på dette nye datasettet vil det utføres en slags interpolering mellom punktene i forhold til hvis vi ikke nullinnfyller. Det er gjort nullinnfylling slik at vi øker maksimalfrekvensen med en faktor 10.

Til venstre i figur 2.1 er det vist med rødt frekvenssamplene som nettverksanalysatoren sender ut, på grunn av samplingstettheten er det kun vist 20 av de 401 samplene. Hvis den inverse Fouriertransformen utføres på dette datasettet vil vi i tidsdomenet få en sinc-funksjon som vist med rødt til høyre i samme figur. For å begrense antallet sidelober i den syntetiske tidspulsen multipliseres resultatene i frekvensdomenet med et Gaussisk vindu, som vist med blått til venstre i figur 2.1, før den inverse Fouriertransformen utføres. Den resulterende syntetiske tidspulsen er vist med blått til høyre i figur 2.1. Grunnen til at denne skaleringen gjøres er for at hovedloben til pulsen skal være lettere å oppdage i situasjoner der det er lite signal og derfor kan være omgitt av støy.

Målingene er utført ved å koble en sender til port 1 på nettverksanalysatoren. Senderelement kan være en eller flere antenner eller en probe. Til port 2 kobles en mottaker som i alle eksperimenter i denne oppgaven er en probe. Nettverksanalysatoren måler  $S$ -parametrene til dette toportssystemet, der magnituden til  $S_{21}$  er et mål på hvor stor del av utsendt signal på port 1 som mottas på port 2, og fasen til  $S_{21}$  er et mål på avstanden mellom sender og mottaker. Magnituden kan relateres til det elektriske feltet i posisjonen til mottakeren (proben). Vi har fra ligning 1.47 at  $S_{21}$  parameteren er gitt som:

$$S_{21}(f) = \frac{V_2(f)}{V_1(f)}, \quad (2.1)$$

men siden  $|V_1(f)|$  er flat over hele frekvensbandet, som vist med rødt til venstre i figur 2.1, har vi at:

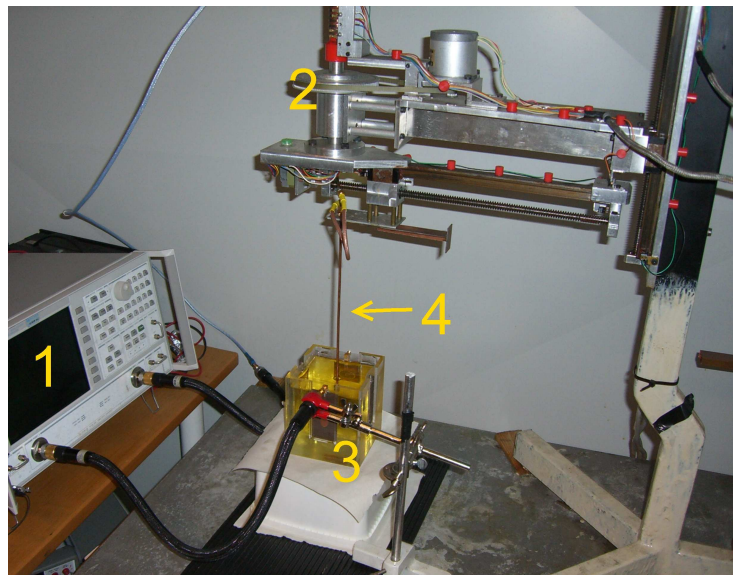
$$S_{21}(f) = |V_2(f)|e^{-j2\pi\Delta\phi}, \quad (2.2)$$

der  $\Delta\phi$  er faseforskjellen mellom utsendt  $V_1(f)$  og mottatt  $V_2(f)$  signal, og er et mål på avstanden mellom sender og mottaker. Det er på dette signalet vi utfører invers Fouriertransform, ved hjelp av metoden som forklart over, og vi får da tidssignalet  $v_2(t)$  som er den mottatte UWB-pulsen.

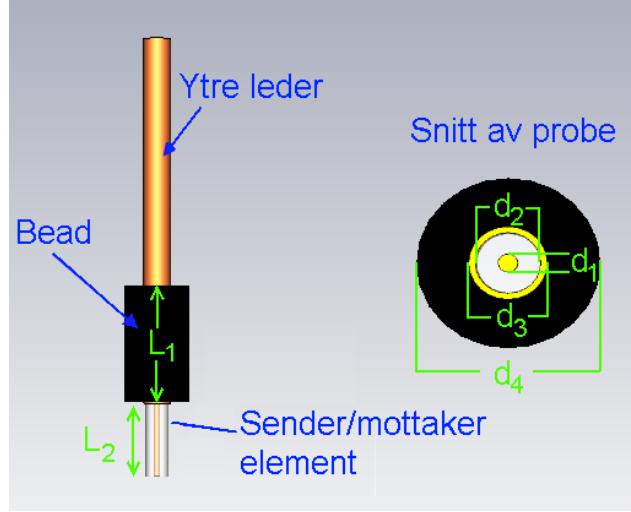
For å flytte mottaker-proben til forskjellige posisjoner i forhold til senderen er det brukt en robot som kobles til nettverksanalysatoren. Roboten har en arm som proben festes på, og ved hjelp av programmet LabView kontrollerer vi denne armen til å flytte proben til de posisjonene vi ønsker i et sylindrisk koordinatsystem. Det eksperimentelle oppsettet er vist i figur 2.2.

Når nettverksanalysatoren måler  $S$ -parametrene er disse relatert til et referansepunkt (kalibreringsplan) og posisjonen til referansepunktet er viktig blant annet når det gjelder propageringslengden til pulsen. For å sette opp nettverksanalysatorens referansepunkt ble det fulgt kalibreringsmetoden beskrevet i brukermanualen [44]. Vi er av praktiske årsaker nødt til å sette referansepunktet på inngangen til antennen og proben. Dermed vil vi i målingene få en lengre propageringslengde enn nødvendig siden vi bare er interessert i avstandene i mediet. Proben sin påvirkning på signalet med hensyn til både magnitudo og tidsforsinkelse (faseforskjell) er det forsøkt å kompensere for, siden denne gjør at resultatene ikke gir et korrekt bilde av hvordan feltet egentlig er. Når det gjelder antennen så er det ikke ønskelig å kompensere for dennes påvirkning på hverken signalets magnitudo eller fase, siden det er signalet ut av antennen vi ønsker å studere. Derimot er det ønskelig å kompensere for antennens lengde, men på grunn av at antennen sender ut forskjellige frekvenser på ulike steder vil propageringslengden





Figur 2.2: Bilde av eksperimentelt oppsett; 1: Nettverksanalysator, 2: Programmerbar robot, 3: Beholder med soyaolje og påmontert fire antenner, 4: Probe



Figur 2.3: Illustrasjon av probe. Dimensjonene er gjengitt i tabell 2.1.

i denne variere med frekvensen. Det betyr at det ikke er mulig å finne en eksakt elektrisk lengde på antennen uavhengig av frekvens. I de tilfellene hvor propageringslengde er studert er det derfor kompensert for antennens lengde ved å måle signalet i en bestemt avstand for så å justere aksens slik at den syntetiske tidspulsen har toppunktet i den målte avstanden.

For å kunne vise genererte UWB-pulser på en avstandsakse ble følgende formel brukt for  $\Delta l$  på avstandsaksen:

$$\Delta l = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} f_s}, \quad (2.3)$$

der (fra ligning 1.41)  $c/\sqrt{\epsilon_r}$  er hastigheten til en propagerende bølge i et medium med permittivitet  $\epsilon_r$  og  $1/f_s$  er samplingsperioden i forbindelse med Fouriertransformasjonen.  $c$  er lyshastigheten i vakuum og  $f_s$  er samplingsfrekvensen som etter nullinnfylling er  $2 \times 10 f_{max} = 20 \times 10 \text{ GHz} = 200 \text{ GHz}$ . Der  $10 f_{max} = 100 \text{ GHz}$  er maksimalfrekvensen etter nullinnfylling. Overgangen fra tidsakse til avstandsakse gjør at vi nå får spenning som funksjon av avstand, gitt som  $v_2(d)$ . Hvor  $d$  er avstanden i cm.

Proben som er brukt er en  $50 \Omega$  coaxkabel der det i enden er fjernet et stykke av den ytre lederen, som vist i figur 2.3. Rett over denne delen sitter det en magnetisk sylinder rundt probe (en bead) som skal hindre at det

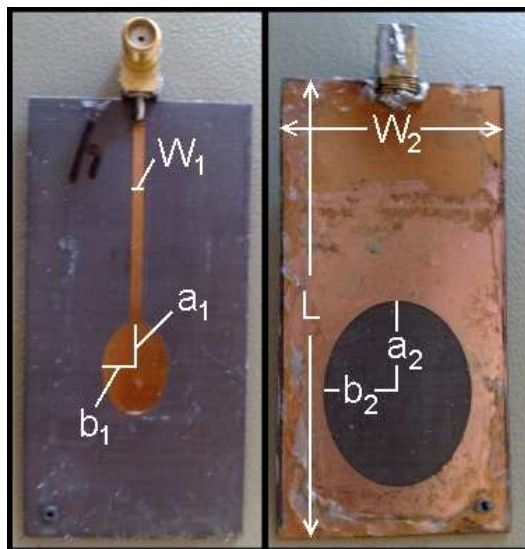
Tabell 2.1: Dimensjoner til probe som vist i figur 2.3.

Komponent	Parameter	Notasjon	Verdi
Indre leder	Diameter	$d_1$	0.89 mm
Ytre leder	Indre diameter	$d_2$	3.00 mm
	Ytre diameter	$d_3$	3.60 mm
Bead	Ytre diameter	$d_4$	8.56 mm
	Lengde	$L_1$	15.17 mm
	Permittivitet	$\epsilon_{r,B}$	11
	Permeabilitet	$\mu_{r,B}$	2.1
	Elektrisk konduktivitet	$\sigma_{el,B}$	0.03 S/m
	Magnetisk konduktivitet	$\sigma_{mag,B}$	1342 1/Sm
Sender/mottaker element	Lengde	$L_2$	9.70 mm
Fyllingsmateriale	Permittivitet	$\epsilon_{r,P}$	2.12

elektriske feltet brer seg oppover langs yttersiden av proben. Proben måler z-polarisasjonen til det elektriske feltet, og i måleoppsettet brukt i denne oppgaven er det denne polarisasjonen som er den dominerende. Dimensjoner til proben er gjengitt i tabell 2.1.

Antennen som er brukt er en microstrip UWB-antenne som er utviklet av Professor Svein Jacobsen og masterstudent Sindre Brelum ved Universitetet i Tromsø. Tidligere studier [40] har vist at antennens impedansbåndbredde er 2-11 GHz, noe som gjør den velegnet til å sende ut signaler over frekvensspekteret på 1-10 GHz. Antennen består av en microstrip som mater et ellipseformet senderelement på den ene siden og et jordplan hvor det er etset ut et ellipseformet hull, aperture, på den andre siden, som vist i figur 2.4. Aperturen er litt større og plassert rett under senderelementet. Dimensjoner og materialkonstanter til antennen er gjengitt i tabell 2.2.

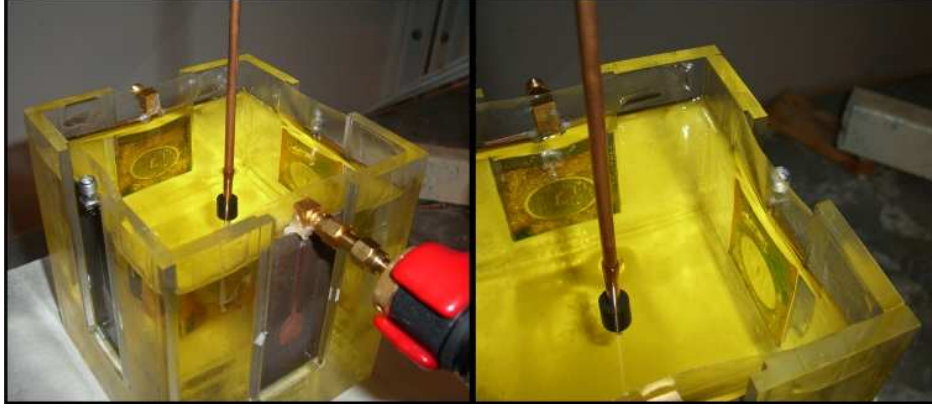
I det eksperimentelle oppsettet i denne oppgaven er det brukt soyaolje som simulans for friskt brystvev fordi det er en billig ikke-giftig væske med dielektriske egenskaper som kan sammenlignes med fettvev med veldig lavt vanninnhold. Den største forskjellen på soyaolje og brystvev er at soyaolje er et homogent medium, mens brystvev er heterogent. Det betyr at det i ekte brystvev vil være mer refleksjoner og dermed også mer tap av signalet.



Figur 2.4: Antennen som er brukt i oppgaven; til venstre microstrip og senderelement og til høyre jordplan med aperture. Dimensjonene er gjengitt i tabell 2.2.

Tabell 2.2: Dimensjoner og materialkonstanter til antenne som vist i figur 2.4.

Komponent	Parameter	Notasjon	Verdi
Microstrip	Bredde	$W_1$	2.1 mm
Sender element	Store halvakse	$a_1$	8.5 mm
	Lille halvakse	$b_1$	6 mm
Aperture	Store halvakse	$a_2$	16 mm
	Lille halvakse	$b_2$	13 mm
Substrat	Permittivitet	$\epsilon_{r,A}$	2.52
	Bredde	$W_2$	40 mm
	Lengde	$L$	80 mm
	Tykkelse	$d$	0.8 mm



Figur 2.5: Bilde som viser hvordan antennene er festet til beholderen.

Soyaoljen er fylt i en beholder på  $10 \times 10 \times 12 \text{ cm}^3$  bestående av plexiglass. I hver sidevegg er det skåret ut et spor for antennene og foran disse sporene er det lagt kontaktpapir som antennene er klistret mot, som vist i figur 2.5. Dermed er det kun kontaktpapiret som skiller antennene fra mediet.

### 2.2.2 Karakterisering av medium og probe

For å studere tapet i soyaoljen er det målt  $S_{21}$ -parametere mellom to prober nedsenket i soyaolje og plassert 1, 2 og 3 cm fra hverandre. I dette oppsettet vil signalet propagere gjennom to prober og  $x$  antall cm med medium. Hver av disse delene vil påvirke signalet og total påvirkning fra hele systemet er en multiplikasjon av disse.

$$H_T(f) = H_P(f) \times x H_M(f) \times H_P(f), \quad (2.4)$$

der  $H_T(f)$  er total påvirkning fra hele systemet,  $H_P(f)$  er påvirkningen fra en probe og  $H_M(f)$  er påvirkningen fra én cm medium. For å finne påvirkningen kun fra mediet divideres målingene for 2 og 3 cm med henholdsvis målingene for 1 og 2 cm. Da vil vi stå igjen med kun  $H_M(f)$  som er et mål på tap per cm av mediet. Tapet per cm utover i mediet skal være eksponensielt,  $e^{(-2\alpha r)}$ , der  $r$  er avstanden. Siden proben er en rundstråleantenne og sender signal likt ut i alle retninger vil det i tillegg til tap i mediet være tap av signal på grunn av spredningen fra antennen, diffraksjonstap. Dette tapet vil være proporsjonalt med  $1/r^2$ , og vil derfor være dominerende nært senderproben.

Når vi måler lengre unna vil tapet i mediet være dominerende.

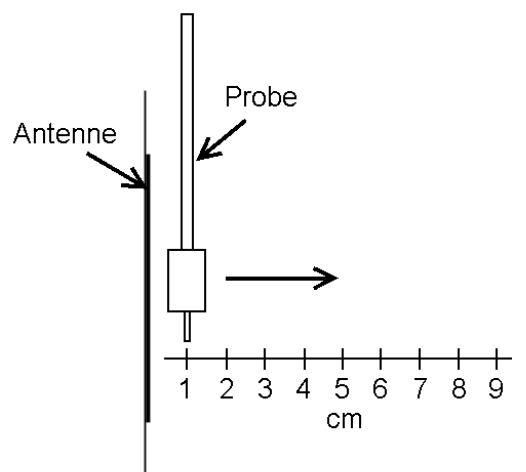
For å kunne kompensere for proben i senere målinger trenger vi å vite hvordan proben påvirker signalet både i forhold til magnitude og fase. Vi antar at begge probene er identiske i disse beregningene. For å måle påvirkningen fra én probe er  $S_{21}$ -parameteren målt i en avstand på 1 cm. Da får vi den totale påvirkningen fra hele målesystemet som gitt i ligning 2.4 med  $x = 1$ . Fra dette finner vi påvirkningen fra to prober  $H_P^2(f)$  ved å dividere med  $H_M(f)$ , som vi allerede har funnet. Kvadratroten av dette igjen gir oss påvirkningen fra kun den ene proben. I denne beregningen bruker vi  $H_M(f)$  som tilsvarende avstanden mellom 1 og 2 cm siden denne vil være mest lik den egentlige påvirkningen som kommer fra området mellom 0 og 1 cm. Helst skulle vi kunne brukt påvirkningen fra dette området, men denne lar seg ikke måle siden vi ikke kan ha probene i en avstand på 0 cm. I resten av målingene, utført ved hjelp av proben, er denne beregnede påvirkningen brukt til å kompensere for proben.

For å kunne beregne hastigheten som en bølge propagerer med i et medium, trenger vi å vite mediets permittivitet. Hastigheten er viktig for å kunne beregne avstanden som en bølge propagerer i mediet og tiden den bruker på en gitt avstand. Dette trenger vi når vi senere skal studere signalet i tidsdomenet, og når vi skal stråleforme signalet til forskjellige posisjoner. I målingene for å beregne permittiviteten til soyaolje er det brukt en antenne som sender og en probe som mottaker. For at egenskapene til soyaolja skal bli mer tydelig er det målt i avstandene 2 og 7 cm. Ved å måle i en større avstand vil soyaoljas påvirkning på signalet bli større og målingene vil derfor gi et mer korrekt bilde av soyaoljas egenskaper. For å finne permittiviteten ut fra disse målingene er det generert UWB-pulser hvor avstanden mellom toppene er beregnet ved hjelp av ligning 2.3. Siden denne formelen er avhengig av permittivitet har vi plottet avstanden mellom topppunktene som funksjon av permittivitet. Vi vet at avstanden skal være 5 cm, og dermed kan vi lese av den permittiviteten,  $\hat{\epsilon}_{r,S}$ , som gir best overensstemmelse.

### 2.2.3 Karakterisering av antenne

Signalet utsendt fra antennen er målt i en rett linje ved hjelp av proben som igjen er koblet til det automatiserte måleoppsettet. Startpunktet til proben er justert til å være 1 cm fra midtlinjen, og i høyde med senterpunktet til den lille ellipsen i antennen. Merk at alle målinger og simuleringer med antennen gjøres i denne høyden/planet, som vist i figur 2.12. Roboten er programert til å flytte proben 1 cm for hver måling helt til avstanden er 9 cm. Dermed

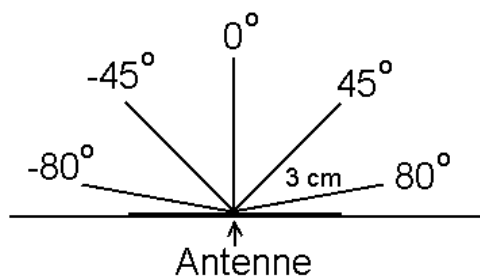
har vi ni målepunkter tilsammen, som vist i figur 2.6.



Figur 2.6: Illustrasjon av målepunkter gjort i avstander på 1 cm i en rett linje ut fra antennen.

Målingene i en halvsirkel rundt antennen er utført ved å programere roboten til å flytte proben med en vinkel for hvert målepunkt. Som vist i figur 2.7 måler vi på tilsammen fem punkter i halvsirkelen. De største vinklene det er målt i er på ca.  $\pm 80$  grader, dette er på grunn av utformingen til proben de største vinklene det er mulig å måle i med dette måleoppsettet. Hvis vinklene hadde vært større ville proben kommet i kontakt med veggene til beholderen. De andre vinklene det er målt i er  $\pm 45$  og  $0$  grader. Radiusen til halvsirkelen er 3 cm og gjør at målepunktene for de to største vinklene havner utenfor antennen. Startposisjonen til proben må justeres manuelt i en vinkel på  $0$  grader 3 cm ut fra antennen. Deretter justeres vinklene automatisk ved hjelp av roboten, og radiusen er kontrollert til å være 3 cm for hvert målepunkt. Fra de målte frekvensdataene genereres det syntetiske UWB-pulser ved hjelp av invers Fouriertransform, som forklart i begynnelsen av 2.2.1.

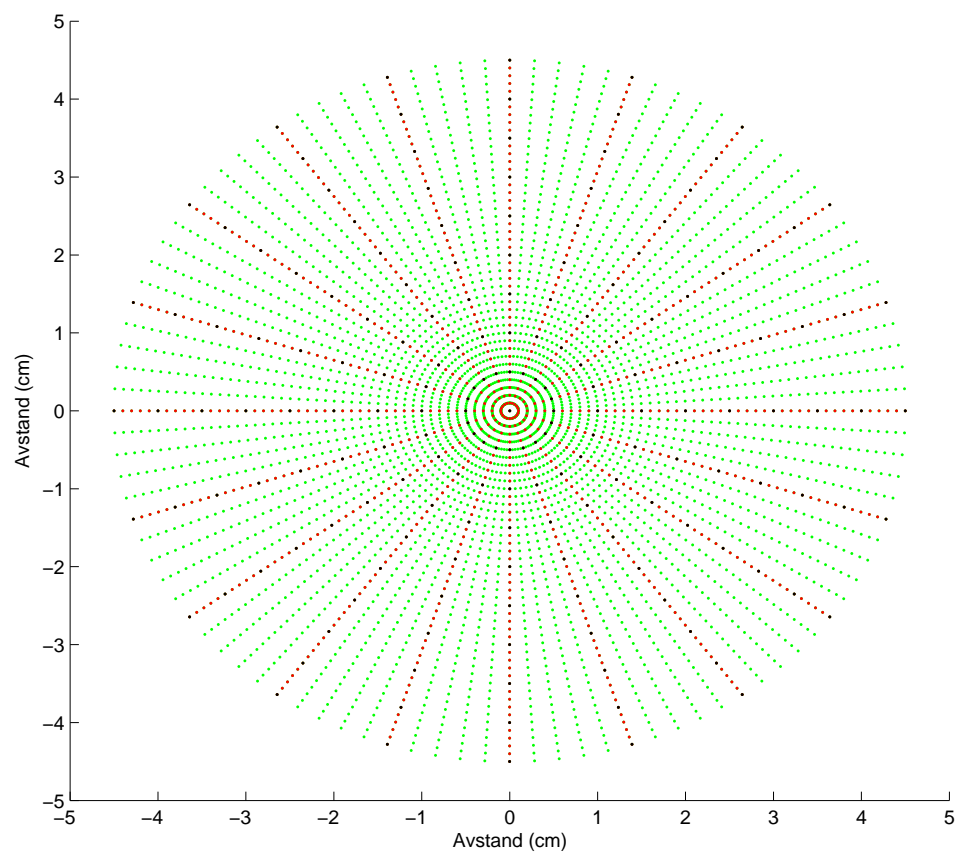
For å generere strålingsdiagrammet til antennen er det målt i et plan. På grunn av at det automatiserte måleoppsettet flytter proben i et cylindrisk koordinatsystem er disse målingene gjort i sirkler. Proben starter i midten og flyttes ut med en radiusoppløsning på 0.5 cm og med en vinkeloppløsning på 18 grader. Den største radiusen det er målt i er av praktiske årsaker 4.5



Figur 2.7: Illustrasjon av målepunkter gjort i vinklene  $0, \pm 45$  og  $\pm 80$  grader i en radius på 3 cm fra senter av antennen.

cm. Målepunktene er vist med svart i figur 2.8. For å bedre feltbeskrivelsen er det i post-prosesseringen først interpolert mellom punktene langs diameteren for så å interpolere rundt sirklene. De nye punktene er vist i figur 2.8 med henholdsvis rødt og grønt. Denne figuren gir et inntrykk av den romlige oppløsningen som brukes.

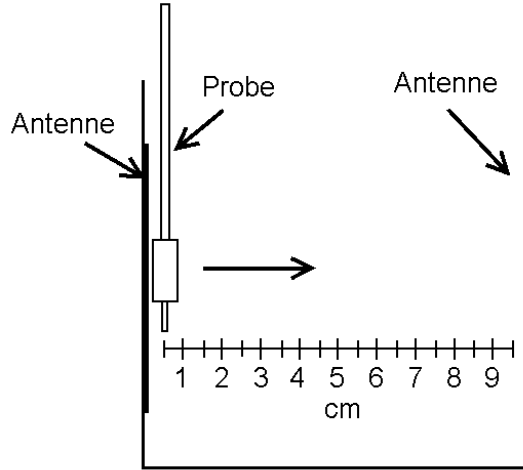




Figur 2.8: Illustrasjon av målepunkter (svart) og interpolerte punkter (rød - langs diameteren og grønn - langs sirkel).

### 2.2.4 Endimensjonal stråleforming

For å sende signal på to antenner (antenne 1 og 3 i figur 2.10) samtidig, ble det koblet en 1:4 effektdeler til utgangen av nettverksanalysatoren. Denne effektdeleren deler signalet fra nettverksanalysatoren i fire like signal der hvert signal har en fjerdedel av spenningsamplituden til det opprinnelige signalet. I dette måleoppsettet hvor vi bare trenger to signal ble de to ubrukte utgangene av effektdeleren terminert i tilpassede laster for å unngå refleksjoner. Det automatiserte måleoppsettet flytter proben i en rett linje mellom de to antennene. Det er gjort måling for hver 0.5 cm der den første og siste målingen er 0.5 cm fra antennen, dermed har vi som vist i figur 2.9 totalt 19 målepunkter.



Figur 2.9: Illustrasjon av målepunkter i en rett linje mellom to antenner som sender signal.

Det er først utført målinger uten tidsforsinkelse, for så å bruke samme oppsett til å gjøre målinger med tidsforsinkelse. Tidsforsinkelsen er utført ved å koble en coaxkabel med lengde  $l_c = 2.2$  cm på den ene antennen. Permittiviteten til fyllingsmaterialet i denne coaxkabelen er målt til å være  $\hat{\epsilon}_{r,c} = 1.82$ . Ved å bruke ligning 1.41 finner vi hastigheten til en propagerende bølge gjennom denne:

$$v_c = \frac{c}{\sqrt{\mu_{r,c} \hat{\epsilon}_{r,c}}} = \frac{c}{\sqrt{1.82}}, \quad (2.5)$$

der det er antatt at permeabiliteten til fyllingsmaterialet i coaxkabelen  $\mu_{r,c} = 1$  (umagnetisk). En bølge som propagerer med hastigheten  $v_c$  over en strekning på 2.2 cm gir en tidsforsinkelse på:

$$t = \frac{l_c}{v_c} = \frac{(22 \times 10^{-3})\sqrt{1.82}}{c} = 0.099 \text{ ns} \quad (2.6)$$

En tidsforsinkelse på 0.099 ns vil i soyaolje, med en permittivitet  $\hat{\epsilon}_{r,S} = 2.3$  (beregnet fra målingene beskrevet i kapittel 2.2.2), tilsvare en forskyvning av fokuspunktet på:

$$d_S = \frac{v_S t}{2} = \frac{ct}{2\sqrt{\hat{\epsilon}_{r,S}}} = 0.98 \text{ cm}, \quad (2.7)$$

der vi dividerer med en faktor 2 på grunn av at signalet propagerer fra begge sidene. En forskyvning på 0.98 cm er stor nok til at den skal være mulig å oppdage ved å måle med den valgte oppløsningen på 0.5 cm. Vi er interessert i signalenergien i målepunktene, den er gitt som [45]:

$$E_s = \int_{-\infty}^{\infty} |x(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} |X(f)|^2 df, \quad (2.8)$$

der Parsevals teorem er brukt for overgangen fra tidsdomenet til frekvensdomenet. Siden vi jobber med diskrete signal bruker vi en diskret ekvivalent til ligning 2.8:

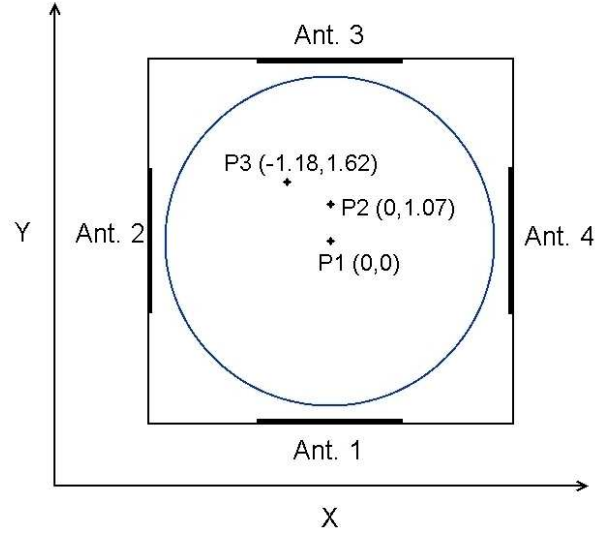
$$\sum_{n=1}^N |x[n]|^2 = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |X[k]|^2, \quad (2.9)$$

der  $x[n]$  er det diskrete tidssignalet og  $X[k]$  er det diskrete frekvenssignalet, begge med lengde  $N$ .

### 2.2.5 Todimensjonal stråleforming

I måleoppsettet for å studere todimensjonal stråleforming er det brukt alle fire antennene ved å koble dem til hver sin utgang på effektdeleren. Det utføres stråleforming til tre posisjoner, markert med P1, P2 og P3 i figur 2.10. I samme figur er det vist med blått den største radiusen (4.5 cm) som det måles i. Målingene utføres ved at det automatiserte måleoppsettet flytter proben i sirkler på samme måte som for målingen av strålingsdiagrammet under karakteriseringen av antennen i kapittel 2.2.3. Oppløsningen som er brukt der, som vist med sorte prikker i figur 2.8, er også brukt for målingene med fokuspunkt i P1 og P2. I målingene med fokuspunkt i størst avstand fra

senter, P3 i figur 2.10, er det brukt vinkelopløsning på 12 grader. Grunnen til at vi øker vinkelopløsningen er for å opprettholde tettheten av målepunkter omkring fokuspunktet.

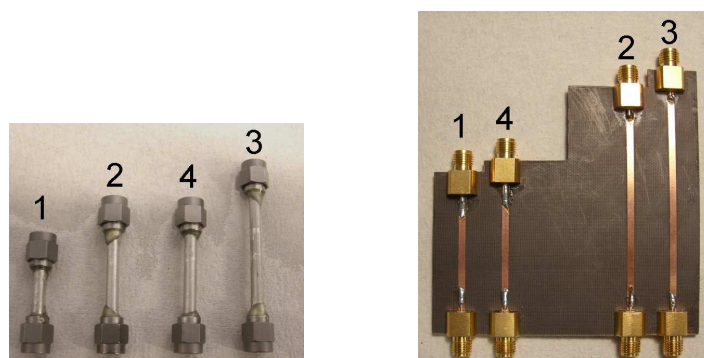


Figur 2.10: Illustrasjon med punktene som det er forsøkt å stråleforme signal til. Den blå sirkelen er den ytterste det er gjort målinger i.

Når vi sender signal ut på alle antennene samtidig vil signalene adderes koherent i sentrum, og skape et lokalt maksimum av signalenergi her. Dette er gjort i den første målingen der fokuspunktet er i P1. For å fokusere signalenergien i punktene P2 og P3 er det beregnet hvor stor tidsforsinkelse signalet ut på de enkelte antennene må ha. Det velges en referanseantenne, antenne 1 i figur 2.10, som ikke tidsforsinker signalet. Tidsforsinkelsene på de andre antennene beregnes i forhold til denne ut fra formelen:

$$t_i = \frac{l_{ref} - l_i}{v_S} = \frac{(l_{ref} - l_i)\sqrt{\hat{\epsilon}_{r,S}}}{c}, \quad (2.10)$$

der  $l_i$  er avstanden fra antenne  $i$  til fokuspunktet,  $l_{ref}$  er avstanden fra referanseantennen til fokuspunktet og  $\hat{\epsilon}_{r,S}$  er den beregnede permittiviteten til soyaolja det måles i. De beregnede tidsforsinkelsene for begge punktene er gjengitt i tabell 2.3. Det lages fire coaxkabler, som vist i figur 2.11 (a), med lengder beregnet ut fra tidsforsinkelsene som svarer til fokuspunkt i P2. For å



(a) Sett med coaxkabler      (b) Kretskort med microstriplinjer

Figur 2.11: I (a) vises de fire coaxkablene som er brukt til å stråleforme signal til P2 og i (b) vises kretskortet med de fire microstriplinjene som er brukt til å stråleforme signal til P3. Det er markert hvilken antenne de er tilkoblet.

fokusere i P3 lages det et enkelt kretskort, som vist i figur 2.11 (b), bestående av fire microstriplinjer med lengder tilsvarende tidsforsinkelsene. Det er markert i figur 2.11 hvilke antenner de ulike kablene/linjene er tilkoblet.

Resultatene importeres til Matlab for post-prosessering og plot av strålingsdiagrammene. For å øke oppløsningen interpolerer vi målepunktene på samme måte som i kapittel 2.2.3 (se figur 2.8).

Tabell 2.3: Oversikt over tidsforsinkelsene som er brukt i det eksperimentelle oppsettet for å stråleforme signal til posisjonene P2 og P3.

Fokuspunkt	Antenne	Tidsforsinkelse
P2	1	0 ns
	2	0.0485 ns
	3	0.1082 ns
	4	0.0485 ns
P3	1	0 ns
	2	0.1300 ns
	3	0.1589 ns
	4	0.0171 ns

## 2.3 Numerisk metode

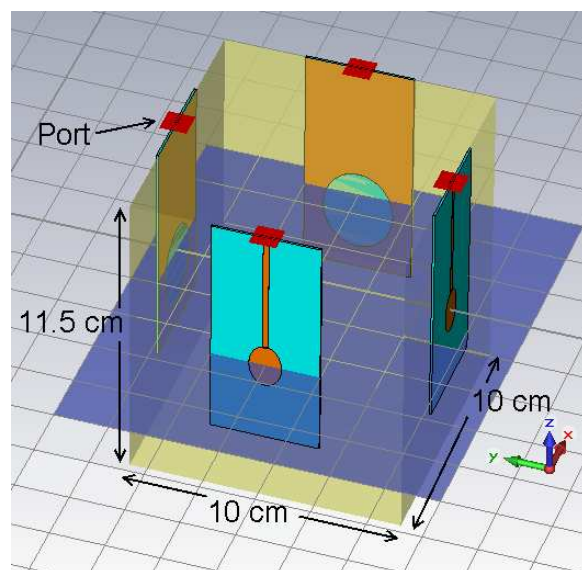
### 2.3.1 Generelt

Simuleringene er utført ved hjelp av programmet CST STUDIO SUITE™ (CST). Det er forsøkt så godt som mulig å gjenskape prober, antenner og medium slik at simuleringene skal kunne sammenlignes direkte med de eksperimentelle målingene. Soyaolje har en permittivitet  $\epsilon_{r,S} = 2.6$  og en elektrisk konduktivitet  $\sigma_{el,S} = 0.05$  S/m [46], disse parametrene er lagt inn som materialeegenskaper til mediet i den numeriske modellen. På grunn av at proben er en coaxkabel med en karakteristisk impedans  $Z_0 = 50 \Omega$  er det mulig å beregne permittiviteten til fyllingsmaterialet i proben  $\hat{\epsilon}_{r,P}$  ut fra følgende formel [35]:

$$\hat{\epsilon}_{r,P} = \frac{\mu_0 \mu_{r,P}}{\epsilon_0} \left( \frac{\ln d_2/d_1}{Z_0 2\pi} \right)^2, \quad (2.11)$$

der  $\mu_0$  og  $\epsilon_0$  er henholdsvis permeabilitet og permittivitet til vakuum.  $d_2$  er indre radius til ytre leder og  $d_1$  er radius til indre leder, se figur 2.3 og tabell 2.1.  $\mu_{r,P}$  er permeabiliteten til fyllingsmaterialet og antas å være 1 (umagnetisk). Dette gir oss en beregnet permittivitet  $\hat{\epsilon}_{r,P} = 2.12$ . For å finne de dielektriske egenskapene til beaden, som sitter på proben, er det søkt i litteraturen og funnet dielektriske egenskaper til et tilsvarende materiale [47]. Disse parametrene, den beregnede permittiviteten og probens dimensjoner, gjengitt i tabell 2.1, ble brukt for å gjenskape proben i den numeriske modellen.

Når det gjelder antennen som er brukt så er alle parametre kjente, se tabell 2.2, og disse er også brukt i den numeriske modellen av antennen. Lengden ( $L$  i figur 2.4) er imidlertid ikke den samme på grunn av at antenneporten må ligge over soyaolja, som vist i figur 2.12. Denne lengden har ikke annet å si for resultatene enn at propageringslengden til signalet blir litt lengre, men dette kompenseres det for som forklart i kapittel 2.2.1. Det er i CST brukt *transient løser* til å utføre simuleringene. Det samme frekvensområdet på 1 til 10 GHz brukes, men her er det samlet med 1001 frekvenspunkter. Dette gjør at oppløsningen i tidsdomenet blir bedre enn for de eksperimentelle målingene der vi bruker 401 frekvenspunkter. På grunn av at vi i post-prosesseringen nullinnfyller frekvensdataene før vi utfører invers Fouriertransformasjon skal oppløsningen til måleresultatene likevel være god nok til å sammenligne med de numeriske resultatene. Magnitude og fase til S-parametrene mellom portene i modellen lagres i en datafil som importeres

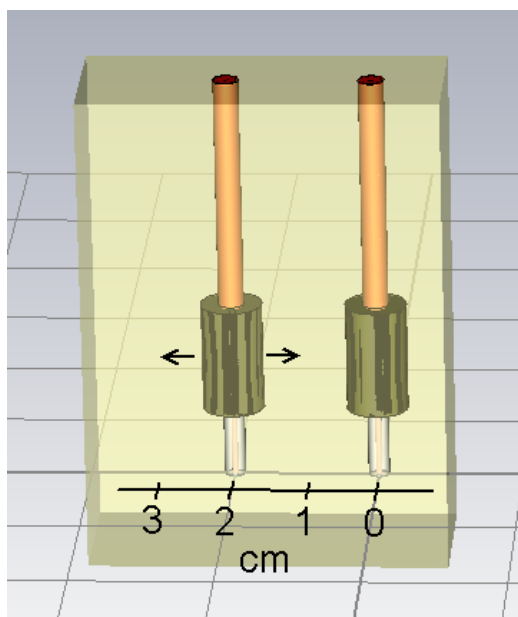


Figur 2.12: Numerisk modell brukt til simuleringer av plan. Alle målinger og simuleringer er gjort i planet vist med blått.

til Matlab for post-prosessering på samme måte som de eksperimentelle resultatene.

### 2.3.2 Karakterisering av medium og probe

For å finne tapet i soyaolje er det laget og modelert tre numeriske modeller med to prober som er plassert 1, 2 og 3 cm fra hverandre, som vist i figur 2.13. Fra disse resultatene gjøres beregningen av tapet og påvirkningen fra én probe på samme måte som i det eksperimentelle oppsettet. For å finne permitiviteten til soyaolje er det laget to numeriske modeller med en antenne som sender og en probe som mottaker. På samme måte som i det eksperimentelle oppsettet er de plassert i en avstand på 2 og 7 cm. I alle disse modellene er, for å spare simuleringstid, størrelsen på mediet mindre enn i de eksperimentelle målingene. Dette påvirker ikke resultatene siden vi kun ønsker å studere effektene i en rett linje mellom sender og mottaker. Beregningen av permittiviteten til soyaolje utføres selv om den er satt som materialegenskap i simuleringsprogrammet, dette for å kontrollere at metoden som brukes i det eksperimentelle oppsettet fungerer.



Figur 2.13: Numerisk modell av to prober som plasseres i avstandene 1, 2 og 3 cm.

### 2.3.3 Karakterisering av antenne

Det er laget numeriske modeller bestående av en antenne og en probe. Disse brukes til å studere signalet i en rett linje ut fra antennen. Det er på samme måte som i det eksperimentelle oppsettet brukt 9 målepunkter med oppløsning på 1 cm, som vist i figur 2.6. Målingene i en halvsirkel rundt antennen er også utført numerisk. Det er brukt de samme målepunktene som i det eksperimentelle oppsettet, som vist i figur 2.7. På samme måte som oppsettet for karakterisering av medium og probe, er det også her laget en numerisk modell for hvert målepunkt og med redusert størrelse på mediet i forhold til eksperimentet.

For å generere strålingsdiagrammet er det brukt en numerisk modell som vist i figur 2.12, men det sendes signal kun på én antenne. I denne modellen er det ikke brukt en probe som mottaker av signalet, men definert et plan som registrerer det elektriske feltet for en gitt frekvens. Det defineres 10 plan, i samme høyde, mellom 1 og 10 GHz med en oppløsning på 1 GHz. Høyden er den samme som senter av senderelementet på antennen, som vist i figur



2.12. I dette tilfellet vil vi få 10 frekvenspunkter, men siden vi her studerer energifordelingen som er en sum over frekvenser vil det ikke være like viktig med mange frekvenspunkter som når vi studerer tidssignal. For å importere resultatene til Matlab samples planene i et rutemønster med en oppløsning på 0.5 cm. Disse planene er kvadratiske og dekker hele beholderen, men de er i pre-prosesseringen begrenset til å ha samme størrelse som de eksperimentelle resultatene for sammenligning.

### 2.3.4 Endimensjonal stråleforming

I den numeriske modellen er proben plassert i de samme posisjonene som det er gjort målinger i det eksperimentelle oppsettet, som vist i figur 2.9. Det er ikke nødvendig å bruke en effektdeler i CST siden man her kan opprette så mange porter man ønsker. Det er også mulig å bestemme hvilke porter det skal sendes signal på, og om det skal være tidsforsinkelse på noen av disse. For tilfellet uten tidsforsinkelse er programmet satt til å sende ut signal på begge antennene samtidig.

I tilfellet med tidsforsinkelse er det, for å oppnå samme forflytning av det lokale maksimum som i det eksperimentelle oppsettet ( $l_S = 0.98$  cm), beregnet tidsforsinkelsen ut fra følgende formel:

$$t = \frac{2l_S}{v_S} = \frac{l_S \sqrt{\epsilon_{r,S}}}{c} = \frac{2(0.98 \times 10^{-2})\sqrt{2.6}}{c} = 0.105 \text{ ns}, \quad (2.12)$$

der  $\epsilon_{r,S}$  er permittiviteten til den numeriske modellen av soyaolja og  $c$  er lyshastigheten i vakuum. Vi multipliserer med en faktor 2 siden signalet propagerer fra begge sidene. Denne tidsforsinkelsen avviker litt fra den som er brukt i det eksperimentelle oppsettet (0.099 ns), dette er på grunn av at permittiviteten til den numeriske modellen av soyaolje  $\epsilon_{r,S} = 2.6$  avviker litt fra den beregnede permittiviteten til soyaoljen brukt i det eksperimentelle oppsettet  $\hat{\epsilon}_{r,S} = 2.3$ .

### 2.3.5 Todimensjonal stråleforming

Den numeriske modellen som brukes til todimensjonal stråleforming er vist i figur 2.12. Det er brukt de samme fokuspunktene som for det eksperimentelle oppsettet, som vist i figur 2.10, og det lages én modell for hvert punkt. Det er på samme måte som i kapittel 2.3.3 definert plan som registrerer det elektriske feltet i stedet for å bruke proben. Dette gjør at de eksperimentelle og

de numeriske resultatene ikke kan sammenlignes direkte, men siden vi kompenserer for probens påvirkning vil de likevel være ganske sammenlignbare.

For å utføre stråleforming er det lagt inn tidsforsinkelser på de enkelte portene. Disse tidsforsinkelsene avviker litt fra de som er brukt i det eksperimentelle oppsettet. Dette er på grunn av at permittiviteten til soyaolja brukt i den numeriske modellen  $\epsilon_{r,S} = 2.6$  er litt høyere enn den beregnede permittiviteten til soyaolja brukt i det eksperimentelle oppsettet  $\hat{\epsilon}_{r,S} = 2.3$ . Tidsforsinkelsene brukt i den numeriske modellen er gjengitt i tabell 2.4. Planene som genereres av CST importeres til Matlab og post-prosesseres for å beregne strålingsdiagram til antennearrayet. Størrelsen på disse begrenses til å være den samme som for de eksperimentelle resultatene, dette for å kunne sammenligne.

Tabell 2.4: Oversikt over tidsforsinkelsene som er brukt i den numeriske modellen for å stråleforme signal til posisjonene P2 og P3.

Fokuspunkt	Antenne	Tidsforsinkelse
P2	1	0 ns
	2	0.0515 ns
	3	0.1151 ns
	4	0.0515 ns
P3	1	0 ns
	2	0.1382 ns
	3	0.1689 ns
	4	0.0182 ns

# Kapittel 3

## Resultat

### 3.1 Karakterisering av medium og probe

I figur 3.1 ser vi målinger og simuleringer av magnituden til  $S_{21}$ -parameteren mellom to prober i avstandene 1, 2 og 3 cm. Vi ser som ventet at magnituden blir lavere for større avstand mellom probene. Disse resultatene er ved hjelp av ligning 2.4 brukt til å beregne tapet per cm som funksjon av frekvens:

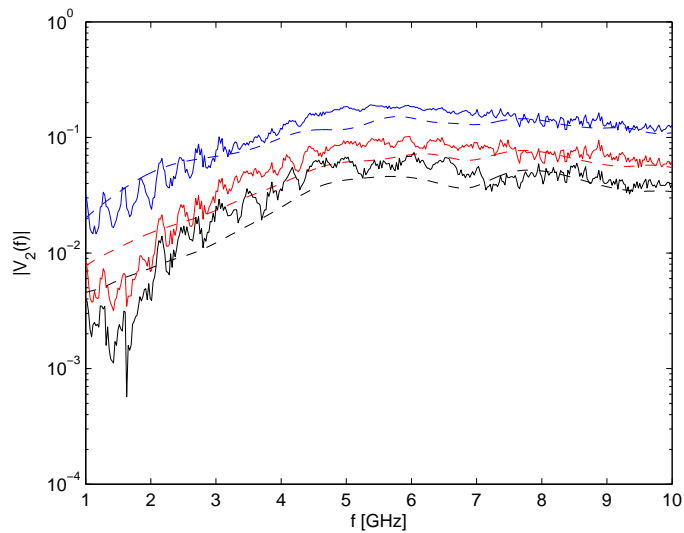
$$\hat{H}_M(f) = \frac{S_{21,2/3 \text{ cm}}(f)}{S_{21,1/2 \text{ cm}}(f)} \quad (3.1)$$

Resultatene er vist i figur 3.2 både for tapet mellom 1 og 2 cm og mellom 2 og 3 cm.

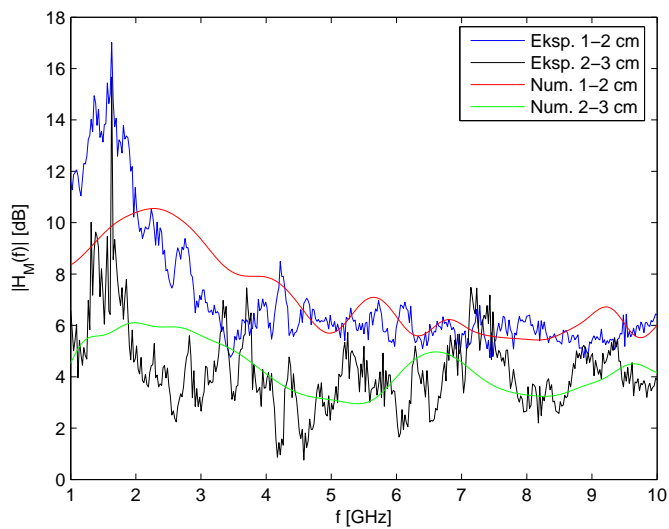
Proben som brukes i det eksperimentelle oppsettet og i den numeriske modellen har en uønsket påvirkning på signalet. Denne påvirkningen er beregnet ved hjelp av metoden som forklart i kapittel 2.2.2. Resultatet er vist i figur 3.3.

For å vise effekten av å kompensere for påvirkningen fra proben er det beregnet tidssignal fra de målte og modelerte frekvensdataene i en avstand på 1 cm fra en antenne. I figur 3.4 (a) er det vist tidssignal som er ukompensert for proben, mens det i figur 3.4 (b) er kompensert for proben. På grunn av ulik lengde på antennen i det eksperimentelle oppsettet og i den numeriske modellen er pulsene her forskjøvet langs tidsaksen slik at toppene inntreffer på samme sted. Alle eksperimentelle og modelerte resultat, hvor proben er brukt, er heretter kompensert for probens påvirkning.

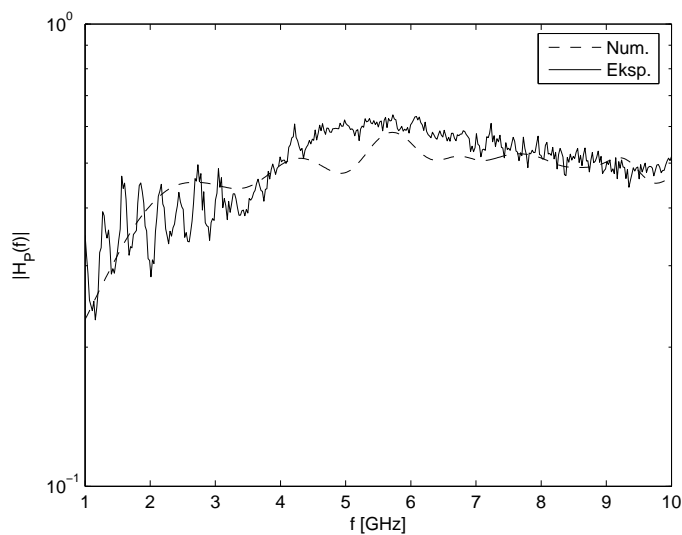
For å generere en avstandsakse er vi avhengig av permittiviteten til mediet som brukes (ref. ligning 2.3). Ved å måle og modelere signal i avstandene



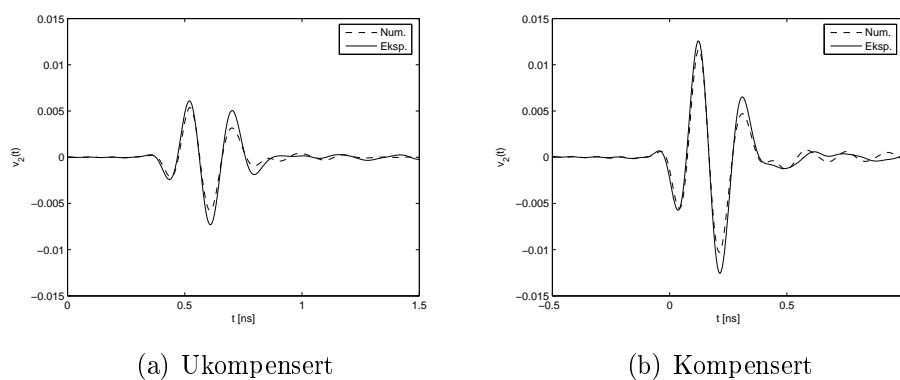
Figur 3.1: Plot av eksperimentelt (heltrukket linje) og modellert (stiplet linje) resultat av  $|V_2(f)|$  mellom to prober i avstandene 1 (blå), 2 (rød) og 3 cm (svart).



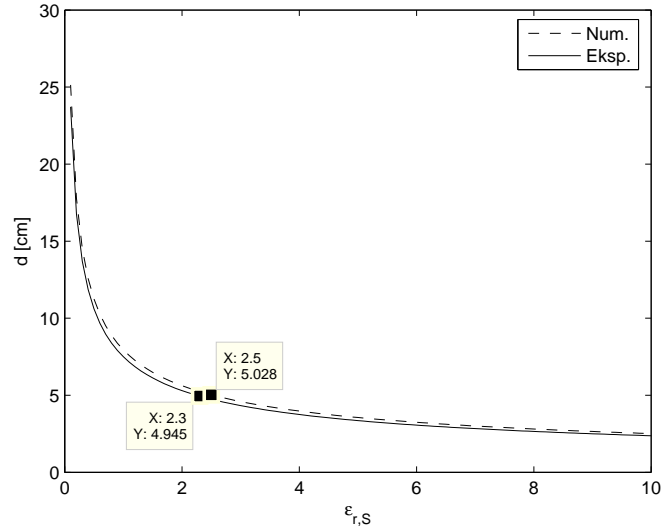
Figur 3.2: Plot av beregnet tap per cm som funksjon av frekvens.



Figur 3.3: Beregnet påvirkning på signalet fra proben brukt i det eksperimentelle oppsettet (heltrukket linje) og i den numeriske modellen (stiplet linje).



Figur 3.4: Plot av mottatt UWB-puls som viser effekten av å kompensere for probens påvirkning.



Figur 3.5: Plot av den beregnede avstanden mellom to UWB-pulser som funksjon av permittiviteten. Den permittiviteten som ga best overenstemmelse er markert.

2 og 7 cm kan vi plote den beregnede avstanden, mellom de resulterende toppene, som funksjon av permittivitet. Siden vi vet at avstanden skal være 5 cm kan vi da finne den permittiviteten som gir best overenstemmelse. Resultatene for både det eksperimentelle og det numeriske oppsettet er vist i figur 3.5. For det eksperimentelle oppsettet gir  $\hat{\epsilon}_{r,S} = 2.3$  den beste overensstemmelsen (4.95 cm), og for det numeriske oppsettet er det  $\tilde{\epsilon}_{r,S} = 2.5$  som gir den beste overenstemmelsen (5.03 cm). Permittiviteten til soyaolja brukt i den numeriske modellen er satt til  $\epsilon_{r,S} = 2.6$ , det betyr at beregningene avviker med mindre enn 4 %.

Heretter vil resultater, hvor UWB-pulsen er studert i tidsdomenet, presenteres med en avstandsakse beregnet som forklart i kapittel 2.2.1. Permittiviteten brukt i avstandsaksen for de eksperimentelle resultatene er  $\hat{\epsilon}_{r,S} = 2.3$  og for de numeriske resultatene  $\epsilon_{r,S} = 2.6$ . Vi vil da få mottatt signalamplitude som funksjon av avstand, gitt som  $v_2(d)$ .

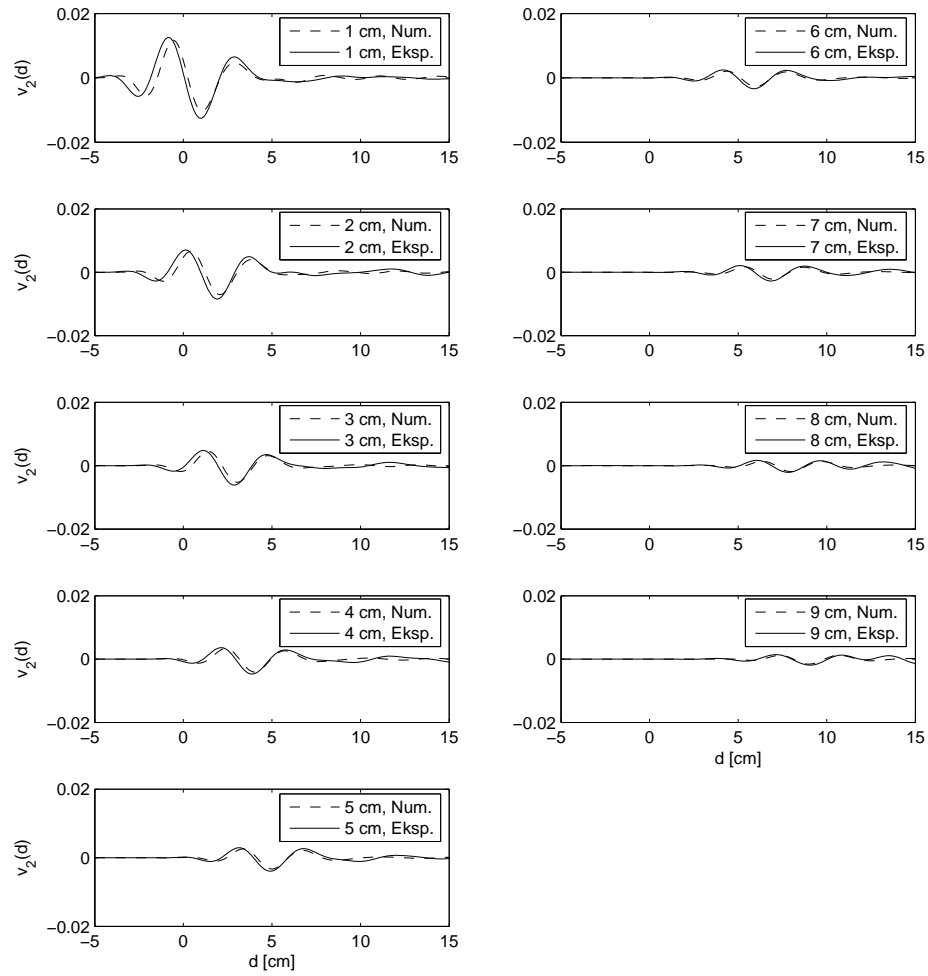
## 3.2 Karakterisering av antenne

I figur 3.6 er det vist mottatt UWB-puls i en rett linje ut fra antennen både for eksperimentelle og numeriske resultat. Det er brukt 9 målepunkter med en oppløsning på 1 cm og UWB-pulsen er plotet for hvert målepunkt. Avstandsaksen for UWB-pulsene i det første målepunktet (1 cm) er justert manuelt slik at de, i dette tilfellet, ligger i korrekt avstand. Den samme avstandsaksen brukes videre på resten av målepunktene.

Eksperimentelt og numerisk resultat av mottatt UWB-puls i en halvsirkel rundt antennen er vist i figur 3.7. Målepunktene er i en avstand på 3 cm fra antennen og i vinklene  $0, \pm 45$  og  $\pm 80$  grader. Avstandsaksen er justert slik at pulsene for målepunktet i 0 grader ligger i korrekt avstand (3 cm). De andre plottene i samme figur bruker også denne avstandsaksen.

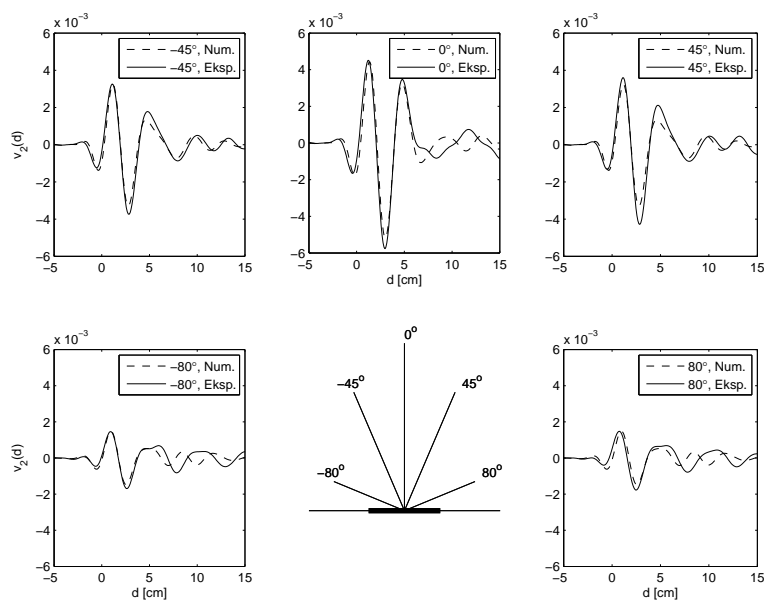
I figur 3.8 og figur 3.9 er det vist henholdsvis eksperimentelt og numerisk resultat av strålingsdiagrammet til antennen. På grunn av at det i den numeriske modellen er det elektriske feltet som modeleres, mens det i det eksperimentelle oppsettet brukes  $S_{21}$ -parameteren, er strålingsdiagrammene normalisert slik at maksimalverdien er 0 dB for begge tilfellene. Dette gjør det mulig å sammenligne resultatene.

Der er i figur 3.10 vist et snitt gjennom  $x = 0$  i de resulterende strålingsdiagrammene. Denne figuren gjør det lettere å sammenligne de eksperimentelle og numeriske resultatene.

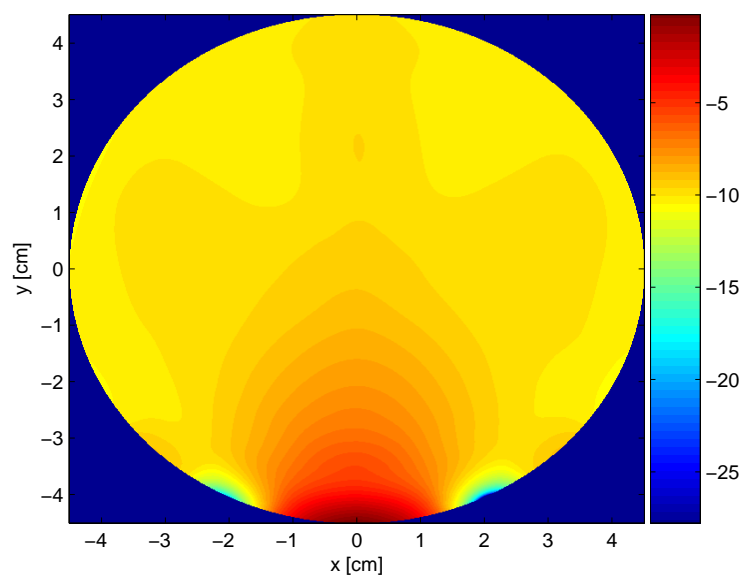


Figur 3.6: Plot av mottatt UWB-puls i en rett linje ut fra antennen.

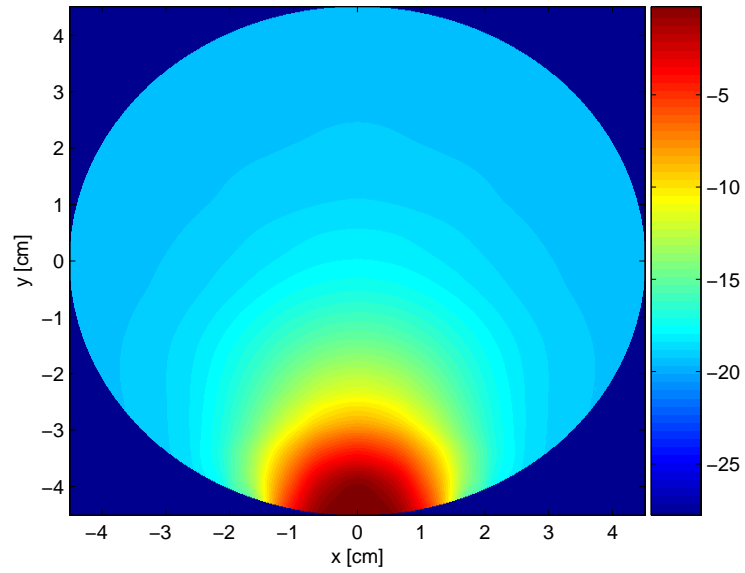




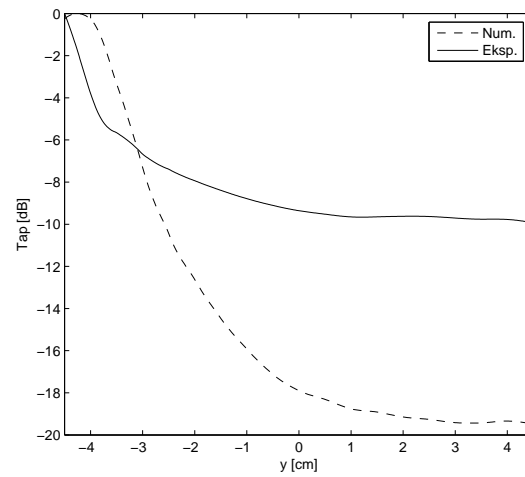
Figur 3.7: Plot av mottatt UWB-puls i en radius på 3 cm og i 5 ulike vinkler rundt antennen.



Figur 3.8: Eksperimentelt resultat av strålingsdiagrammet til antennen. Signalenergien  $E_s$  er vist ved bruk av en logaritmisk (dB) fargeskala.



Figur 3.9: Numerisk resultat av strålingsdiagrammet til antennen. Signalenergien  $E_s$  er vist ved bruk av en logaritmisk (dB) fargeskala.

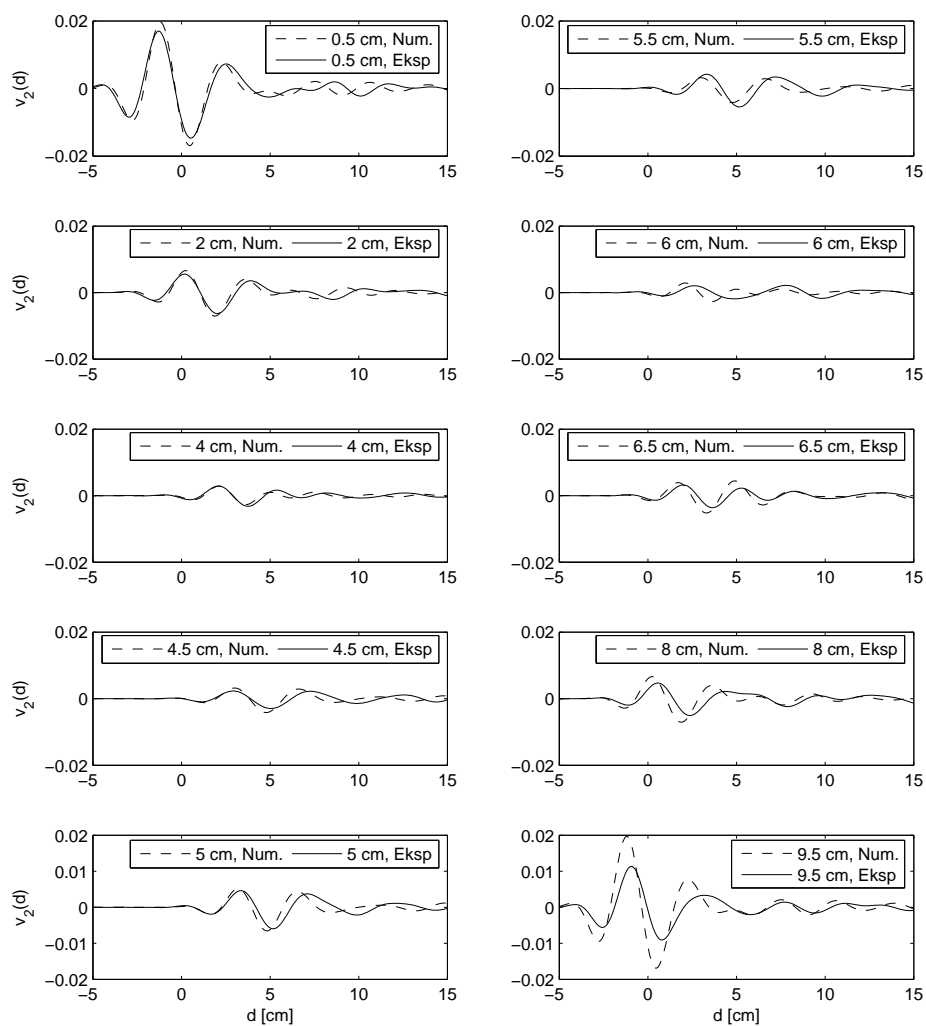


Figur 3.10: Plot av snitt gjennom  $x=0$  i strålingsdiagrammenne fra figur 3.10 og 3.9.

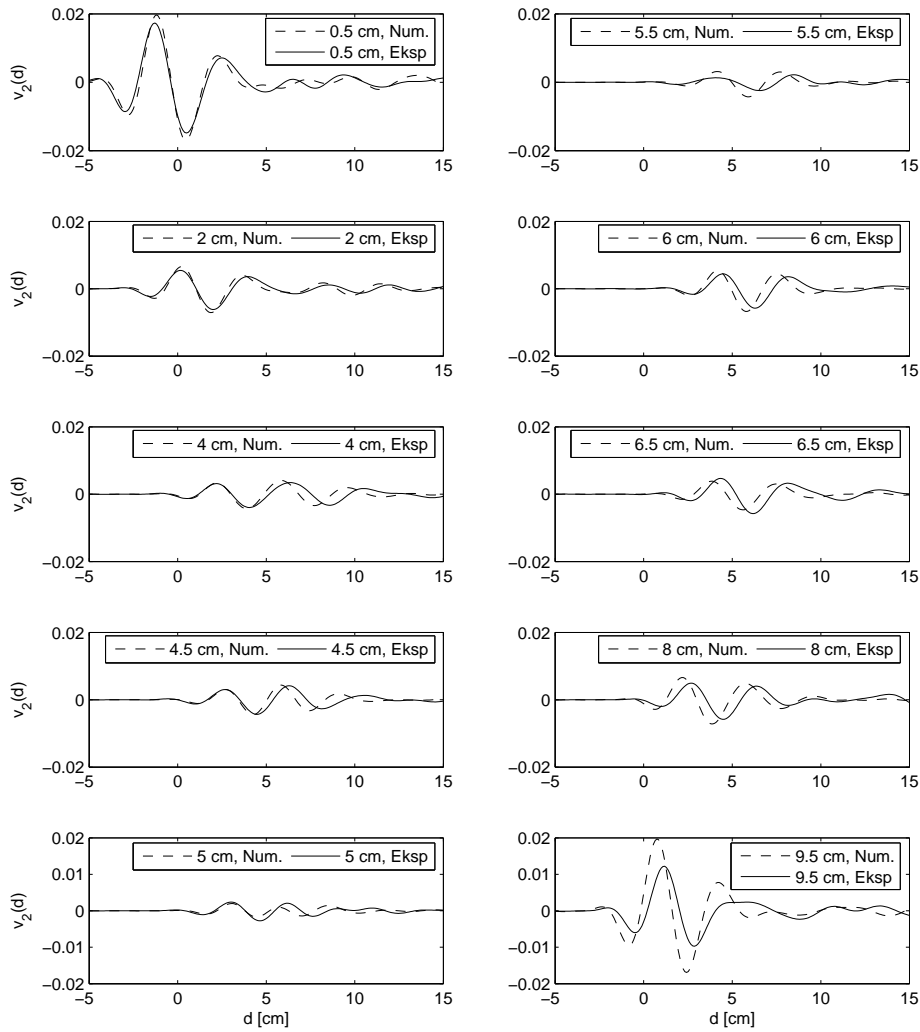
### 3.3 Endimensjonal stråleforming

I figur 3.11 er det vist modelerte og målte tidssignal når det sendes signal på to antenner samtidig. Det er gjort et utvalg av målepunktene, men alle punktene fra 4.0 - 6.5 cm er brukt siden det er i dette området vi forventer et lokalt maksimum av signalenergi. I figur 3.12 er det vist tilsvarende resultater for tilfellet hvor vi har tidsforsinket signalet på den ene antennen. Det er brukt en tidsforsinkelse som tilsvarer en forflytning av det lokale maksimum i soyaolja med 0.98 cm. I begge disse tilfellene er avstandsaksen justert slik at tidspulsene i det første målepunktet, øvre venstre plot i figur 3.11, ligger korrekt plassert.

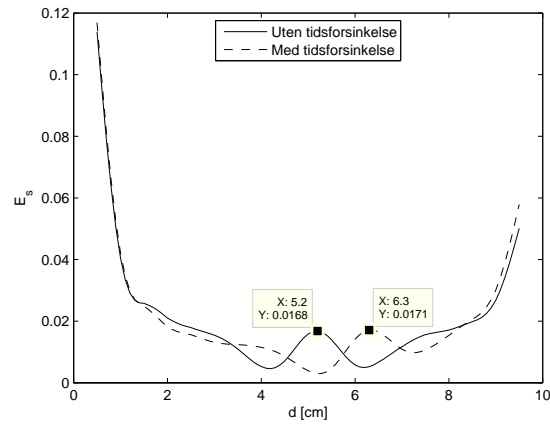
I figur 3.13 er det vist den beregnede energien som funksjon av avstanden. Det er vist energifordelingen med og uten tidsforsinkelse, for de eksperimentelle målingene (a) og for de numeriske simuleringene (b), i samme plot. Vi ser hvordan det lokale maksimum, markert, flytter seg når vi tidsforsinker det ene signalet.



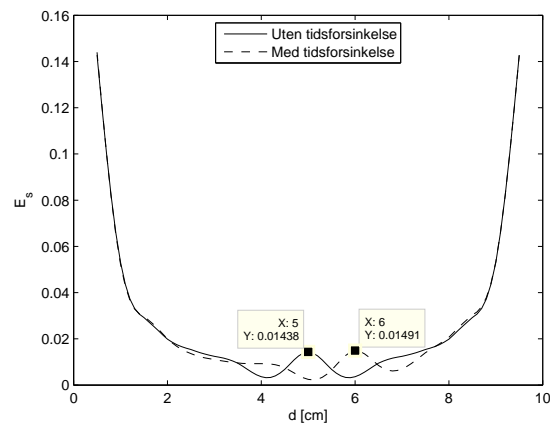
Figur 3.11: Plot av mottatt UWB-puls i et utvalg avstander mellom antenne 1 og 3, som vist i figur 2.10. Begge antennene sender UWB-pulsen samtidig.



Figur 3.12: Plot av mottatt UWB-puls i et utvalg avstander mellom antenne 1 og 3, som vist i figur 2.10. Antenne 3 sender en tidsforsinket UWB-puls i forhold til antenne 1.



(a) Eksperimentelt



(b) Numerisk

Figur 3.13: I (a) vises de eksperimentelle resultatene av energifordelingen mellom to antenner både for tilfellet uten og med tidsforsinkelse. I (b) vises de tilsvarende resultatene for den numeriske modelleringen.

## 3.4 Todimensjonal stråleforming

Det er utført eksperimentelle målinger og numeriske modeleringer for å beregne strålingsdiagram til antennearrayet bestående av fire antenner. I figur 3.14 - 3.19 er det i (a) vist strålingsdiagrammer for alle tre punktene det er fokusert i, både for eksperimentelle og numeriske resultat. Det er også tatt ut snitt langs y-aksen fra hvert av disse planene, som vist i (a) i de samme figurene. Her vises det energifordelingen langs en linje som krysser ønsket fokuspunkt og langs en linje som krysser oppnådd fokuspunkt.

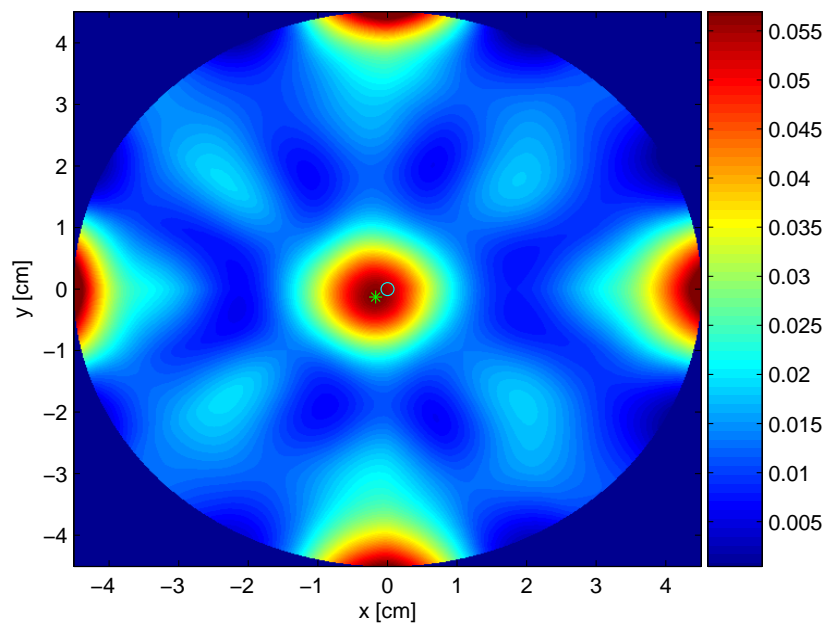
Fargeskalaen for strålingsdiagrammene er skalert slik at den strekker seg fra 0 til verdien av det lokale maksimum i tilfellet hvor vi ikke tidsforsinker signal. Grunnen til dette er at det i de tre tilfellene ble store forskjeller på verdiene nært antennene. Det kommer av at små unøyaktigheter i plasseringen av proben, når vi er veldig nærme antennen, gir store utslag på målingene. Vi kan heller ikke forvente veldig gode resultat for feltet, siden vi her måler i nærfeltet til antennen. Skaleringen gjør at energien nært antennene i noen tilfeller blir klippet, men vi er uansett mer interessert i energifordelingen i området rundt de lokale maksima.

I de numeriske resultatene modellerer vi det elektriske feltet ved hjelp av definerte plan, dette gjør at verdiene ikke er direkte sammenlignbare med de eksperimentelle resultatene. Siden vi i de eksperimentelle resultatene kompenserer for probens påvirkning vil likevel resultatene være ganske sammenlignbare. På grunn av at fargeskalaen er skalert på samme måte som for de eksperimentelle resultatene, kan vi sammenligne energifordelingen i forhold til det lokale maksimum i tilfellet uten tidsforsinkelse.

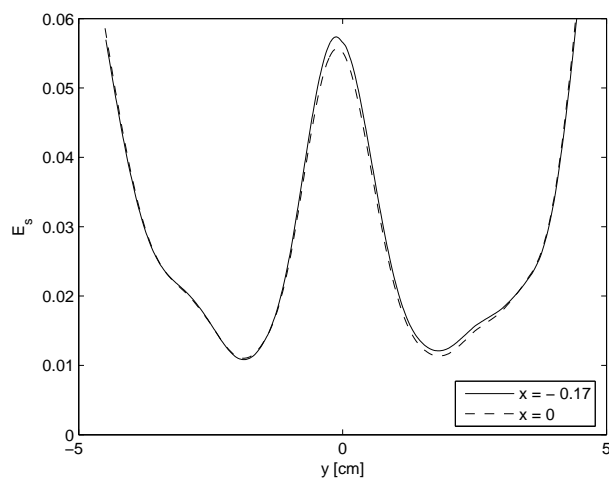
Det er i figurene av strålingsdiagrammene markert med en sirkel i posisjonen til ønsket fokuspunkt og med en stjerne i posisjonen til strålingsdiagrammets lokale maksimum, som er oppnådd fokuspunkt. Koordinatene til disse punktene er, for både eksperimentelle og numeriske resultat, gjengitt i tabell 3.1.

Tabell 3.1: Oversikt over ønskede og oppnådde fokuspunkt med avvik.

Ønsket	Eksperimentelt	Numerisk
P1 (0,0)	(-0.17,-0.13)	(0,0)
P2 (0,1.07)	(-0.06,0.88)	(0,1.03)
P3 (-1.18,1.62)	(-1.16,1.39)	(-1.03,1.53)



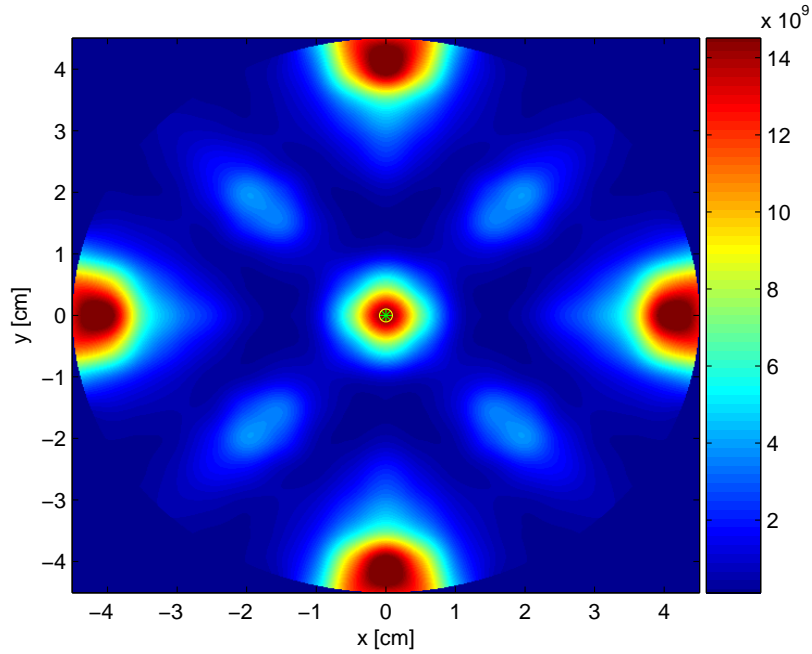
(a) Strålingsdiagram



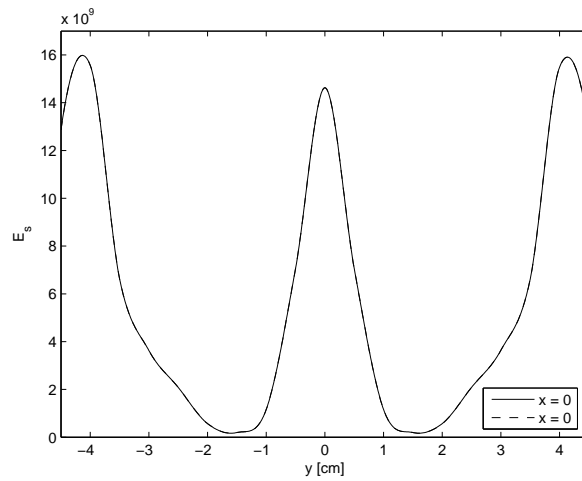
(b) Snittlinjer

Figur 3.14: Eksperimentelt resultat for tilfellet uten tidsforsinkelse. I (a) er det vist strålingsdiagram hvor fargeskalaen viser energinivået  $E_s$  og i (b) er det vist snitt av strålingsdiagrammet langs  $x = 0$  (gjennom ønsket fokuspunkt) og  $x = -0.17$  (gjennom oppnådd fokuspunkt).



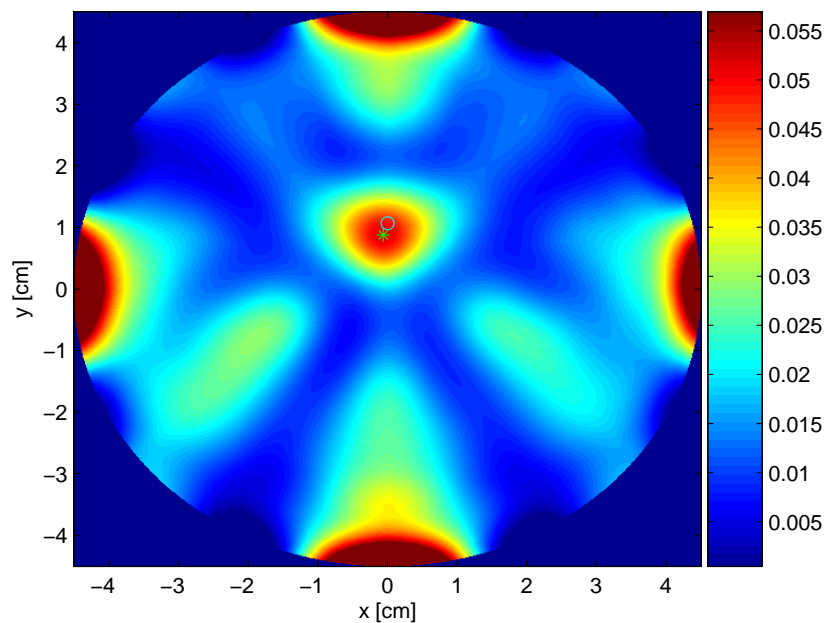


(a) Strålingsdiagram

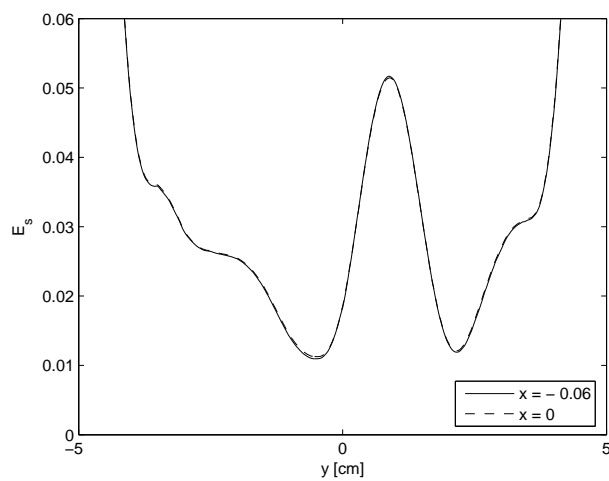


(b) Snittlinjer

Figur 3.15: Numerisk resultat for tilfellet uten tidsforsinkelse. I (a) er det vist strålingsdiagram hvor fargeskalaen viser energinivået  $E_s$  og i (b) er det vist snitt av strålingsdiagrammet langs  $x = 0$  (gjennom ønsket og oppnådd fokuspunkt).

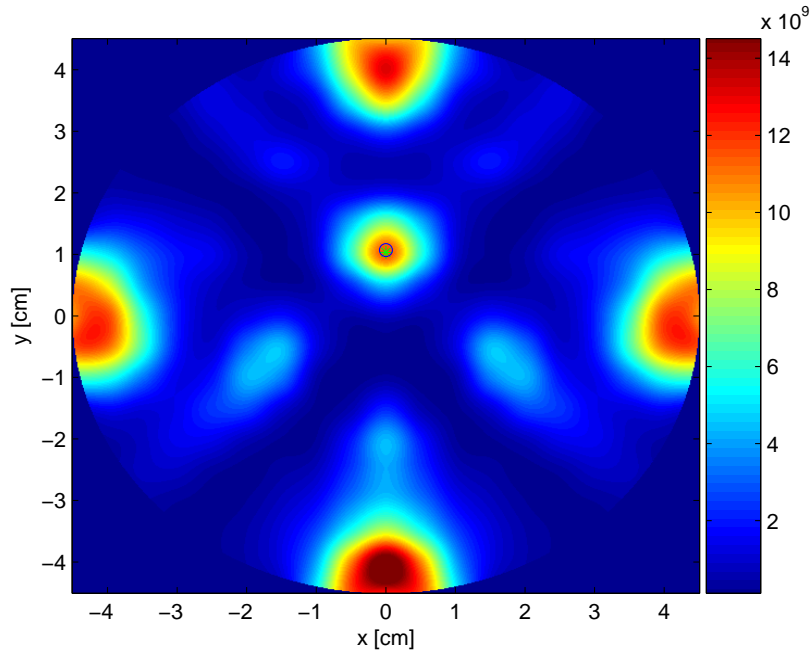


(a) Strålingsdiagram

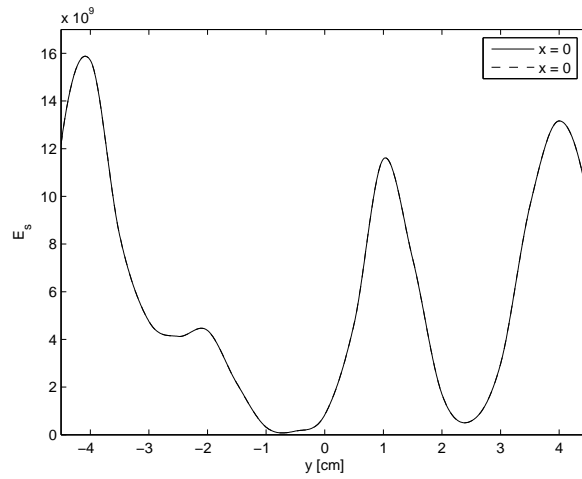


(b) Snittlinjer

Figur 3.16: Eksperimentelt resultat for tilfellet med fokuspunkt i  $(0, 1.07)$ . I (a) er det vist strålingsdiagram hvor fargeskalaen viser energinivået  $E_s$  og i (b) er det vist snitt av strålingsdiagrammet langs  $x = 0$  (gjennom ønsket fokuspunkt) og  $x = -0.06$  (gjennom oppnådd fokuspunkt).

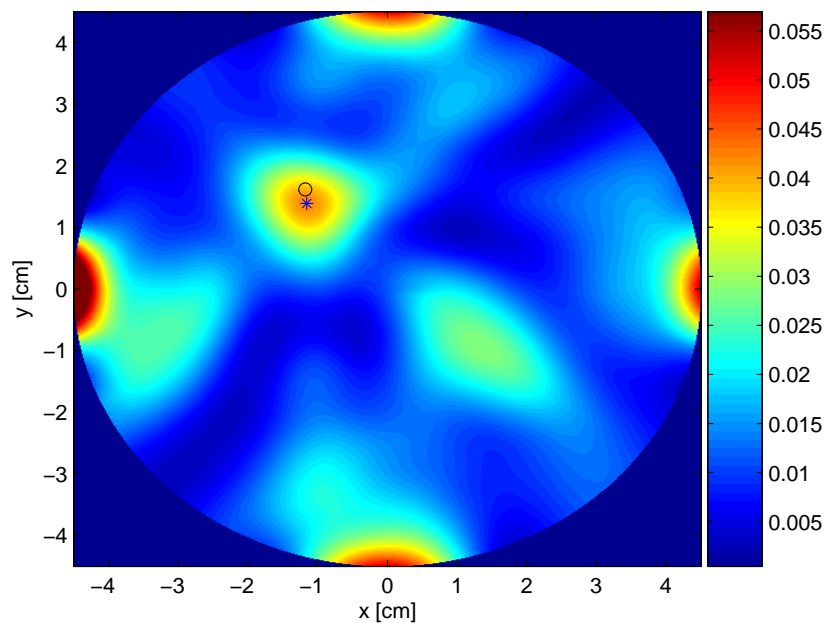


(a) Strålingsdiagram

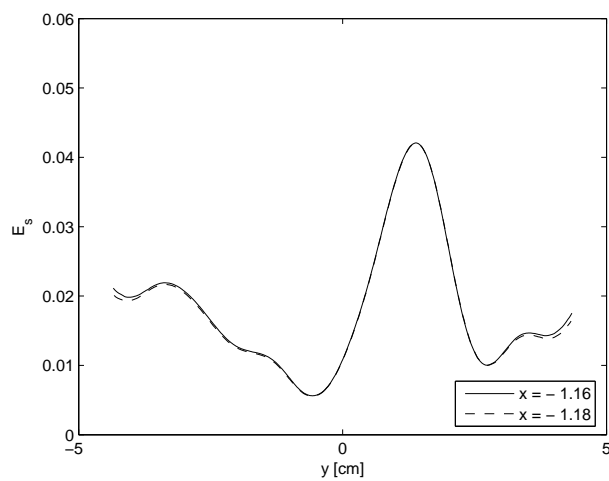


(b) Snittlinjer

Figur 3.17: Numerisk resultat for tilfellet med fokuspunkt i  $(0, 1.07)$ . I (a) er det vist strålingsdiagram hvor fargeskalaen viser energinivået  $E_s$  og i (b) er det vist snitt av strålingsdiagrammet langs  $x = 0$  (gjennom ønsket og oppnådd fokuspunkt).

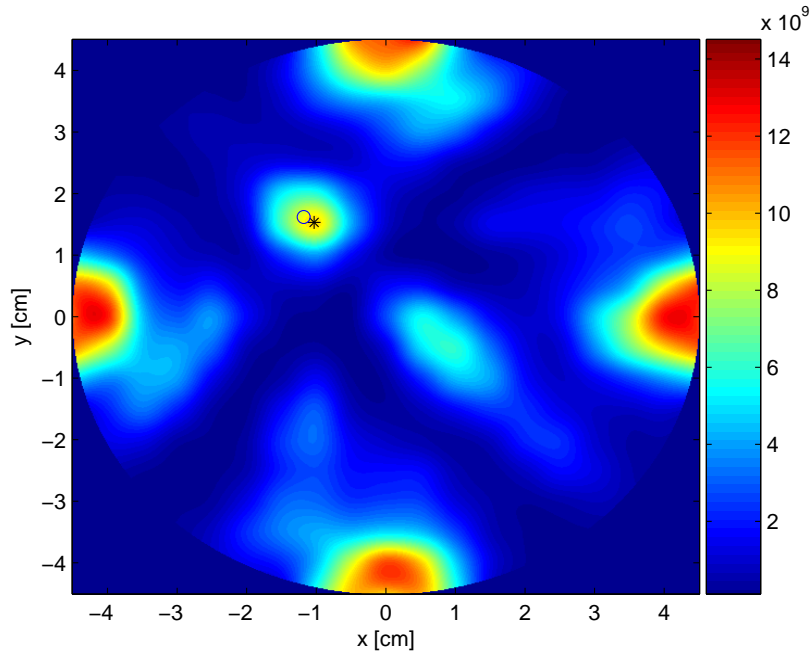


(a) Strålingsdiagram

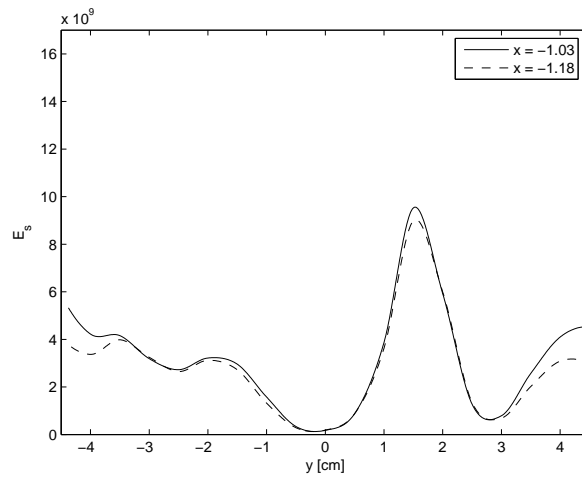


(b) Snittlinjer

Figur 3.18: Eksperimentelt resultat for tilfellet med fokuspunkt i  $(-1.18, 1.62)$ . I (a) er det vist strålingsdiagram hvor fargeskalaen viser energinivået  $E_s$  og i (b) er det vist snitt av strålingsdiagrammet langs  $x = -1.18$  (gjennom ønsket fokuspunkt) og  $x = -1.16$  (gjennom oppnådd fokuspunkt).



(a) Strålingsdiagram



(b) Snittlinjer

Figur 3.19: Numerisk resultat for tilfellet med fokuspunkt i  $(-1.18, 1.62)$ . I (a) er det vist strålingsdiagram hvor fargeskalaen viser energinivået  $E_s$  og i (b) er det vist snitt av strålingsdiagrammet langs  $x = -1.18$  (gjennom ønsket fokuspunkt) og  $x = -1.03$  (gjennom oppnådd fokuspunkt).



# Kapittel 4

## Diskusjon

### 4.1 Karakterisering av medium og probe

I karakteriseringen av soyaoljen som har vært brukt i det eksperimentelle måleoppsettet, og den numeriske modellen av soyaolje, er det vist i figur 3.1 og 3.2 at signalet avtar med propageringslengden. Noe som er naturlig siden soyaolje er et medium med tap. Vi ser at tapet per cm avhenger av avstanden til antennen. Det betyr at tapet ikke er lineært, og stemmer med hva vi forventet i kapittel 2.2.2. Vi ser også at tapet er ganske konstant over frekvensbandet. Disse resultatene er brukt til å beregne probens påvirkning på signalet, som vist i figur 3.3. Denne beregnede påvirkningen vil være litt unøyaktig på grunn av at vi i beregningene, som forklart i kapittel 2.2.2, bruker mediets påvirkning på signalet i området 1-2 cm i stedet for området 0-1 cm. Når det gjelder effekten av å kompensere for probens påvirkning ser vi av figur 3.4(b) at signalamplituden øker relativt mye, mens formen beholdes ganske godt. Vi ser også en ganske god overenstemmelse mellom de numeriske og eksperimentelle resultatene, spesielt kommer dette fram i figur 3.4(b) hvor tidssignalene er vist.

Beregning av permittiviteten (figur 3.5) viser for det numeriske tilfellet et avvik på under 4 % fra verdien som er satt i modellen. Dette gjør beregningsmetoden brukbar, og vi kan anta at permittiviteten til soyaoljen brukt i det eksperimentelle oppsettet ligger nært den beregnede verdien på  $\hat{\epsilon}_{r,S} = 2.3$ . Det betyr at permittiviteten til soyaoljen brukt i det eksperimentelle oppsettet ikke ligger langt unna oppgitt verdi [46], på 2.6, som er brukt i simuleringene og som kan sammenlignes med permittiviteten til friskt brystvev med lavt vanninnhold. Avviket kan forklares med at de dielektriske egenskapene til et medium, som for eksempel soyaolje, er avhengig av kvaliteten på rå-

varene som er brukt til produksjonen. Det er derfor ikke mulig å finne en konstant verdi for permittiviteten som er gyldig for alle typer soyaolje.

## 4.2 Karakterisering av antenne

Undersøkelsene for å karakterisere antennen viser også at signalet avtar med propageringsavstand (figur 3.6 og 3.8 - 3.10). Når det gjelder direktiviteten til antennen ser vi av figur 3.7 at signalamplituden er klart størst i en rett vinkel, mens den avtar utover til sidene. Dette er en indikasjon på at antennen er direktiv, men med relativt høy signalamplitude i en vinkel på 45 grader. Siden antennen, i utsrekning, er symmetrisk rundt aksene  $x = 0$  er det naturlig å anta symmetri mellom motstående vinkler. Vi ser av signalformene i det eksperimentelle tilfellet at det er oppnådd god symmetrisk overenstemmelse mellom tilsvarende vinkler, og for de numeriske resultatene er det oppnådd perfekt overenstemmelse.

Strålingsdiagrammene i figur 3.8 og 3.9 har god symmetrisk overenstemmelse rundt symmetriaksen  $x = 0$ , noe som gjenspeiler symmetrien i figur 3.7. Igjen er det, på grunn av ideelt oppsett i simuleringen, perfekt symmetrisk overenstemmelse i det modelerte strålingsdiagrammet. Når det gjelder forholdet mellom eksperiment og modellering (figur 3.10) ser vi at det i området nært antennen er størst tap i det eksperimentelle diagrammet. Dette flater imidlertid raskt ut og for  $y > -3$  cm er tapet størst i det modelerte strålingsdiagrammet. På grunn av at tapet i det eksperimentelle tilfellet flater ut og blir relativt konstant, mens tapet i det modelerte diagrammet fortsetter å øke, blir forskjellen mellom disse stor. Den er på det meste nesten 10 dB.

## 4.3 Endimensjonal stråleforming

Resultatene fra måling og modellering av signalformen i ulike avstander mellom to antenner, med og uten tidsforsinkelse, er vist i henholdsvis figur 3.11 og 3.12. I tilfellet uten tidsforsinkelse ser vi at signalamplituden avtar med avstanden fra antennene, men at den øker igjen mot midten. Dette i motsetning til når vi sender signal kun på ei antenne (figur 3.6), da taper signalet seg hele veien gjennom mediet. Når vi tidsforsinker signalet på antenne 3 ser vi av figur 3.12 at signalamplituden igjen avtar med avstanden fra antennene, men nå øker den igjen mot et lokalt maksimum ca. 1 cm nærmere antenne 3 ( $d = 6$  cm). Dette er den effekten vi ønsket, og den viser at vi kan fokusere energi ved hjelp av endimensjonal stråleforming.



Den beregnede energien til hver av de målte signalene er vist i figur 3.13 som en energifordeling mellom de to antennene. Her kommer det tydelig fram hvordan det lokale maksimum av signalenergi flytter seg når vi tidsforsinker ett av signalene. I utregningen i kapittel 2.2.4 fant vi at forskyvningen skulle være på 0.98 cm. Vi ser at avstanden i det eksperimentelle oppsettet er 1.10 cm, mens den i det numeriske er 1.00 cm. Selv om oppløsningen til målepunktene er 0.5 cm kan vi, på grunn av interpolasjon mellom punktene, anta at plasseringen til de lokale maksima stemmer ganske bra med realiteten. Dette gjør at vi har god overensstemmelse, spesielt for det eksperimentelle oppsettet hvor vi må ta i betraktning måleusikkerheter i forbindelse med blant annet den manuelle justeringen av startposisjonen til proben.

## 4.4 Todimensjonal stråleforming

Resultatene fra stråleforming i to dimensjoner, ved hjelp av fire antenner, er vist i tabell 3.1 og figur 3.14 - 3.19. Vi ser fra disse resultatene at det lokale maksimum flytter seg etterhvert som vi endrer fokuspunkt. Hvis vi sammenligner energinivået i de lokale maksima med tilfellet hvor vi brukte to antenner (figur 3.13) ser vi at det for tilsvarende fokuspunkt er en tydelig økning av signalenergien i fokuspunktet. Noe som gjør at stråleforming ved hjelp av fire antenner har større effekt.

Fra tabell 3.1 ser vi at avviket mellom de ønskede og oppnådde fokuspunktene er relativt lite både for de eksperimentelle og numeriske resultatene. De numeriske resultatene har en liten økning i avviket med avstanden fra origo, mens de eksperimentelle resultatene har omtrent samme avvik i alle fokuspunktene. Vi ser for både de eksperimentelle og de numeriske resultatene at signalenergien i det lokale maksimum avtar ettersom vi fokuserer i større avstand fra origo, noe som er naturlig siden vi har sett at signalet taper seg med propageringslengden og vinkelen i forhold til antennene. Til tross for dette er altså ikke nøyaktigheten i de eksperimentelle resultatene bedre i P1 enn i P3.

Årsaken til at de eksperimentelle resultatene ikke gir bedre overensstemmelse for spesielt fokuspunkt P1 kan igjen forklares med usikkerheter i plasseringen av startposisjon til proben, samt mulig skjevhet i selve proben. Men avviket er lite, og selv for fokuspunkt P3 er forskjellen mellom det ønskede fokuspunkt, det eksperimentelt oppnådde og det som numeriske simuleringer gir i størrelsesorden 0.1 cm i både x- og y-retning.

Vi ser videre at selv om oppnådd fokuspunkt ligger litt utenfor ønsket, så er bredden på lobene til de lokale maksima stor nok til å inkludere det ønskede fokuspunktet. Det betyr at det i en eventuell scanning av et område ikke er nødvendig å fokusere signal med høy oppløsning siden en inkluderer et større område for hvert fokuspunkt. Dette kommer også fram i snittlinjene som er vist, hvor vi ser bredden på loben til det lokale maksimum både for oppnådd og ønsket fokuspunkt.

Hvis vi sammenligner de eksperimentelle og de numeriske resultatene ser vi generelt stor likhet, men vi ser at de eksperimentelle resultatene er mer smurt utover. Denne utjevningen kan komme av at proben, som vi bruker i det eksperimentelle oppsettet, har en fysisk utstrekning og dermed vil gjøre en slags midling av feltet i et lite område rundt hvert målepunkt. Til tross for dette finner vi stort sett igjen de samme effektene i begge tilfellene. Dette gjelder ikke bare i området til de lokale maksima, men også rundt antennene. Vi finner også igjen tilsvarende sidelober i begge tilfellene.

# Kapittel 5

## Konklusjon

Resultatene har vist at aktiv stråleforming i forbindelse med UWB-radar, brukt over korte avstander, også fungerer i praksis. Det er oppnådd å fokusere energi i ønskede posisjoner med stor nøyaktighet, noe som vil øke signal-til-støyforholdet i disse posisjonene betraktelig. De eksperimentelle resultatene har også vist stor overensstemmelse med de numeriske. Til tross for at aktiv stråleforming har vist både i numeriske simuleringer og i eksperimentelle forsøk at det er en teknikk som øker signal-til-støyforholdet, kan vi ikke konkludere med at den vil øke deteksjonsraten i forbindelse med UWB-radar brukt til deteksjon av brystkreft. I undersøkelsene av aktiv stråleforming er det foreløpig kun brukt et homogent medium, mens i virkeligheten er brystvev et heterogent medium som vil skape mye refleksjoner og gjøre at signalene taper seg betraktelig mer.

En naturlig fortsettelse på undersøkelsene av aktiv stråleforming brukt til deteksjon av brystkreft vil derfor være å inkludere et heterogent medium som kan sammenlignes med ekte brystvev. For eksempel er det utviklet en numerisk brystmodell [48] som kan brukes i videre simuleringer. Hvis aktiv stråleforming gir gode resultat i denne modellen vil det være interressant å utvide også det eksperimentelle oppsettet med et medium som er direkte sammenlignbart med ekte brystvev. Når det gjelder det eksperimentelle oppsettet er det heller ikke prøvd å detektere objekter i et homogent medium. Et steg videre vil derfor være å utvikle hardware for å kunne sende og motta signal på samme antenne. Dermed kan det samme antenne-arrayet brukes til å først sende ut UWB-pulsene i mediet for så å måle den reflekterte energien. En utfordring med slik hardware vil være å kunne motta signal uten å bli påvirket direkte av det sendte signalet.



# Bibliografi

- [1] Vander, A.J., Sherman, J.H. & Luciano, D.S. (1975) *Human Physiology - The Mechanisms of body function* McGraw-Hill book company
- [2] Jacobsen, D., Kjeldsen, S.E., Ingvaldsen, B., Lund, K. & Solheim, K (2001) *Sykdomslære Indremedisin, kirurgi og anestesi* Gyldendal
- [3] Store norske leksikon - brystkreft [sitert: 31. mai 2009] Tilgjengelig fra: <http://www.snl.no/brystkreft>
- [4] Norsk bryst cancer gruppe [sitert: 31. mai 2009] Tilgjengelig fra: <http://www.nbcg.no/>
- [5] Kuynh, P.T., Jarolimek, A.M. and Daye, S. (1998) The false-negative mammogram *Radiograph* 18(5):1137-1154
- [6] Elmore, J.G., Barton, M.B., Mocer, V.M., Polk, S., Arena, P.J. & Fletcher, S.W. (1998) Ten-year risk of false positive screening mammograms and clinical breast examinations *New Eng. J. Med.* 338(16):1089-1096
- [7] Gøtzsche, P.C. & Nielsen, M. (2006) Screening for breast cancer with mammography *Cochrane Database of systematic Reviews* 4(CD001877)
- [8] Nyström, L., Andersson, I., Bjurstam, N., Frisell, J., Nordenskjöld, B. & Rutqvist, L.E. (2002) Long-term effects of mammography screening: updated overview of the Swedish randomised trials *Lancet* 359:909-919
- [9] Keen, J.D. (2009) What is the point: will screening mammography save my life? *BMC Medical Informatics & Decision Making* 9:18
- [10] Kåresen, R. (1999) Samfunnsøkonomisk lønnsomhet av mammografiscreening i Norge *Tidsskrift for Den Norske Lægeforening* 119(4):3553-3559
- [11] Roses, D.F. (2005) *Breast Cancer* 2. utgave Elsevier Inc.

- [12] Peart, O. (2005) *Mammography and breast imaging Just the Facts* The McGraw-Hill Companies, Inc.
- [13] Mehta, T.S. (2003) Uses of Ultrasound in the Evaluation of the Breast *Radiologic Clinics of North America* 41:841-856
- [14] Tohno, E. (2009) Ultrasound screening of breast cancer *Breast Cancer* 16(1):18-22
- [15] Kuhl, C.K. (2007) Current status of breast MR imaging. Part 2. Clinical applications *Radiology* 244(3):672-691
- [16] Causer, P.A. (2007) Breast cancers detected with imaging screening in the BRCA population: emphasis on MR imaging with histopathologic correlation *Radiographics* 27 suppl 1:165-182
- [17] Orel, S. (2008) Who should have breast magnetic resonance imaging evaluation? *Journal of Clinical Oncology* 26(5):703-711
- [18] Jafari, H.M., Liu, W., Hranilovic, S. and Deen, M.J. (2006) Ultrawide-band radar imaging systems for biomedical applications *J. Vac. Sci. Technol.* 24(3):752-757
- [19] Hagness, S.C., Taflove, A. and Bridges, J.E. (1998) Two-dimensional FDTD analysis of a pulsed microwave confocal system for breast cancer detection: Fixed-focus and antenna-array sensors *IEEE Trans. Biomed. Eng.* 45:1470-1479
- [20] Hagness, S.C., Taflove, A. and Bridges, J.E. (1999) Three-dimensional FDTD analysis of a pulsed microwave confocal system for breast cancer detection: Design of an antenna-array element *IEEE Trans. Antennas Propagat.* 47:783-791
- [21] Li, X. and Hagness, S.C. (2001) A confocal microwave imaging algorithm for breast cancer detection *IEEE Microwave Wireless Comp. Lett.* 11:130-132
- [22] Fear, E.C. and Stuchly, A. (2000) Microwave detection of breast cancer *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 48:1854-1863
- [23] Fear, E.C., Li, X., Hagness, S.C. and Stuchly, M. (2002) Confocal microwave imaging for breast cancer detection: Localization of tumors in three dimensions *IEEE Trans. Biomed. Eng.* 49:812-822

- [24] Bond, E.J., Li, X., Hagness, S.C., Van Veen, B.D. (2003) Microwave Imaging via Space-Time Beamforming for Early Detection of Breast Cancer *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* 51(8):1690-1705
- [25] Fear, E.C. (2005) Microwave Imaging of the Breast *Tech. in Cancer Research & Treatment* 41(1):69-82
- [26] Kruger, R.A., Kopecky, K., Aisen, A.M., Reinecke, D.R., Kruger, G.A. and Kiser, W.L. (1999) Thermoacoustic CT with Radiowaves: A Medical Imaging Paradigm *Radiology* 275-278
- [27] Wang, L.V., Zho, X., Sun, H. and Qu, G. (1999) Microwave-induced Acoustic Imaging of Biological Tissues *Rev. Sci. Instrum.* 70:3744-3748
- [28] Meaney, P.M., Fanning, M.W., Li, D., Poplack, S.P. and Paulsen, K.D. (2000) A Clinical Prototype for Active Microwave Imaging of the Breast *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 48(11):1841-1853
- [29] Lazebnik, M. et. al. (2007) A large-scale study of the ultrawideband microwave dielectric properties of normal breast tissue obtained from reduction surgeries *Phys. Med. Biol.* 52:2637-2656
- [30] Brelum Holsbøe, S. (2008) *A numerical study of planar elliptical antennas applied to ultrawideband (UWB) imaging of breast tissue* Master's Thesis in Physics Faculty of Science University of Tromsø
- [31] Li, X., Bond, E.J., Van Veen, B.D. & Hagness, S.C. (2005) An Overview of Ultra-Wideband Microwave Imaging via Space-Time Beamforming for Early-Stage Breast-Cancer Detection *IEEE Antennas and Propagation Magazine* 47(1):19-34
- [32] Carr, K.L. (1989) Microwave radiometry: Its importance to the detection of cancer *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 37:1862-1869
- [33] Bocquet, B., van de Welde, J.C., Mamouni, A., Leroy, Y., Giaux, G., Delannoy, J. and Del Walee, D. (1990) Microwave radiometric imaging at 3 GHz for the exploration of breast tumors *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 38:791-793
- [34] Agrawal, A.K. & Holzman, E.L. (1999) Beamformer Architectures for Active Phased-Array Radar Antennas *IEEE Trans. Antennas and Propagat.* 47(3):432-442
- [35] Pozar, D.M. (2005) *Microwave Engineering (Third Edition)*. John Wiley & Sons, Inc.

- [36] Li, X., Davis, S.K., Hagness, S.C., van der Weide, D.W. & Van Veen, B.D. (2004) Microwave Imaging via Space-Time Beamforming: Experimental Investigation of Tumor Detection in Multilayer Breast Phantoms *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* 52(8):1856-1865
- [37] Ghavami, M., Michael, L.B. & Kohno, R. (2005) *Ultra Wideband Signals and Systems in Communication Engineering* John Wiley & Sons, Inc.
- [38] Opperman, I., Hamalainen, M. & Inatti, J. (2005) *UWB Theory and Applications* John Wiley & Sons, Inc.
- [39] Balanis, C.A. (2005) *Antenna Theory (Third Edition)* John Wiley & Sons, Inc.
- [40] Ryeng, K. (2008) *Ultrabredbåndsradar for deteksjon av brystkreft Prosjektoppgave i kommunikasjon og mikroelektronikk* Det Matematisk-Naturvitenskapelige fakultet Universitetet i Tromsø
- [41] Weiland, T. (1977) A discretization method for the solution of Maxwell's equations for six-component fields: *Electronics and Communication AEÜ* 31 116-120
- [42] CST STUDIO SUITE™ (2009) CST MICROWAVE STUDIO® Workflow & Solver Overview
- [43] Ohanian, H.C. (1989) *Physics* 2. utgave vol. 2 W.W. Norton & Company, Inc.
- [44] Hewlett Packard (1996) *User's Guide HP 8719D/20D/22D Network Analyzer*
- [45] Proakis, J.G., Salehi, M. (2002) *Communication systems engineering* 2. utgave Prentice Hall
- [46] Sill, J.M. & Fear, E.C. (2005) Tissue Sensing Adaptive Radar for breast cancer detection: preliminary experimental results *IEEE MTT-S International* 1789-1792
- [47] Saario, S.A. (2002) *FDTD modelling for wireless communications: antennas and materials* Faculty of Engineering and Information Technology Griffith Univeristy
- [48] Zastrow, E., Davis, S.K., Lazebnik, M., Kelcz, F., Van Veen, B.D. & Hagness, S.C. (2008) Development of Anatomically Realistic Numerical Breast Phantoms With Accurate Dielectric Properties for Modeling



Microwave Interactions With the Human Breast *IEEE Trans. Biomed. Eng.* 55(12):2792-2800